PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 6. 15. März 1910. Redaktionsschluß für No. 7 am 21. März 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. G. Gale u. H. B. Lemon, Die Analyse der hauptsächlichen Quecksilberlinien mittels eines Beugungsgitters und eine Gegenüberstellung mit den nach anderen Methoden gewonnenen Ergebnissen. S. 209.

E. Meyer, Über Stromschwankungen bei Stoßionisation. S. 215.

E. v. Schweidler, Zur experimentellen Entscheidung der Frage nach der Natur der γ-Strahlen. S. 225.

D. Pacini, Über die Zerfallsprodukte von Radium und Thor in der Atmosphäre. S. 227.

M. Born, Über die Definition des starren Körpers in der Kinematik des Relativitätsprinzips. S. 233.

H. Lorenz, Theorie des hydraulischen Widders. S. 234.

R. v. Koch, Zur Frage über die Lichtempfindlichkeit des Auges. S. 238.

W. Krebs, Ausbruchserscheinungen auf der Sonne. S. 240.

Zusammenfassende Bearbeitungen:

L. Zehnder, Über das Wesen der Kometen. S. 242.

Physikalische Technik:

C. Benedicks, Draht umspinnen. S. 253.

C. Benedicks, Von Paraffin-, Vaselin- usw.-Reinigen. S. 254.

Besprechungen:

F. W. Lanchester, Aerodynamik. I. S. 255.

A. Schönflies, Einführung in die Hauptgesetze der zeichnerischen Darstellungsmethoden. S. 256.

R. Fürstenau, Das Wesen der Elektrizität. S. 256.

Tagesereignisse. S. 256.

Personalien. S. 256.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Analyse der hauptsächlichen Quecksilberlinien mittels eines Beugungsgitters und eine Gegenüberstellung mit den nach anderen Methoden gewonnenen Ergebnissen.

(The analysis of the principal mercury lines by a diffraction grating and a comparison with the results obtained by other methods.)

Von Henry G. Gale und Harvey B. Lemon.

Im Jahre 1892 machte Professor Michelson die Entdeckung[1]), daß viele Spektrallinien von Trabanten begleitet sind. Er leitete die Struktur der Linien aus der Gestalt der Helligkeitskurven ab und erkannte vollkommen die Grenzen der Methode.

Im Jahre 1899 teilten Fabry und Perot[2]) ähnliche Ergebnisse mit, die sie mit dem Interferometer in der von ihnen angegebenen Gestalt erzielt hatten. Seit der Erfindung des Stufengitters[3]) haben zahlreiche Forscher[4]) weitere Untersuchungen auf diesem Gebiete angestellt. Im Jahre 1904 erfand Barnes[5]) eine sinnreiche Interferometerform und analysierte eine Reihe heller Linien. Lummer und Gehrcke[6]) veröffentlichten im Jahre 1903 Ergebnisse, die sie mit ihrer Interferenzplatte erhalten hatten, und Gehrcke und v. Baeyer[1]) haben diese Untersuchung weiter fortgeführt.

Zwischen den Ergebnissen der verschiedenen Beobachter findet sich eine Übereinstimmung bis zu einem gewissen Grade, doch fehlt es auch nicht an einigen Unstimmigkeiten. Letztere beruhen in manchen Fällen auf der Verwendung verschiedener Strahlungsquellen, beispielsweise in dem bekannten Falle der grünen Kadmiumlinie[2]); in anderen Fällen zweifelsohne auf falschen Linien, die infolge von Unvollkommenheiten des Instrumentariums auftreten.

Im Frühling des Jahres 1909 hat einer von uns[3]) die Struktur der grünen Quecksilberlinie, wie sie sich bei Verwendung dreier verschiedener Stufengitter ergab, mit jener verglichen, die sich bei Verwendung eines kürzlich von Herrn Professor Michelson geteilten Gitters ergab. Die Konstanten der Stufengitter waren nur angenähert bestimmt, aber die angefertigten Photogramme zeigten überzeugend, daß das Gitter Ergebnisse lieferte, die mit denen der Stufengitter vergleichbar waren. Die bequeme Handhabung des Gitters und das Fehlen einer durch das Übereinandergreifen benachbarter Ordnungen entstehenden Unsicherheit lassen seine Verwendung offenbar vorteilhaft erscheinen.

Der Liebenswürdigkeit des Herrn Professor

1) Phil. Mag. (5) **34**, 280, 1892.

2) Ann. de Ch. et Phys. (7) **16**, 115, 1899.

3) A. A. Michelson, Astrophys. Journ. **8**, 37, 1898.

4) Gray and Stewart, Proc. Roy. Soc. **72**, 16, 1904; R. A. Houstonn, Phil. Mag. (6) **7**, 456, 1904; L. Janicki, Ann. d. Phys. (4) **19**, 36, 1906; **29**, 833, 1909; B. Galitzin, Bull. de l'Acad. Imp. des Sciences de St. Pétersbourg, 159, 1907; H. Nagaoka, diese Zeitschr. **10**, 609, 1909; H. Stansfield, Nature **77**, 198, 222, 1908; **78**, 8, 1908; Phil. Mag. (6) **18**, 371, 1909.

5) James Barnes, Astrophys. Journ. **19**, 190, 1904; Phil. Mag (6) **7**, 485, 1904.

6) Lummer u. Gehrcke, Ann. d. Phys. (4) **10**, 457, 1903.

1) Gehrcke u. v. Baeyer, Ann. d. Phys. (4) **20**, 267, 1906; O. v. Baeyer, Astrophys. Journ. **25**, 267, 1907; Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 84, 1907; **10**, 733, 1908; diese Zeitschr. **9**, 831, 1908.

2) M. Hamy, C. R. **130**, 489, 700, 1900; Fabry et Perot, C. R. **130**, 654 (Fußnote), 1900; Astrophys. Journ. **16**, 36, 1902; Louis Bell, Astrophys. Journ. **15**, 157, 1902; **18**, 197, 1903; J. Hartman, Astrophys. Journ. **18**, 187, 1903; C. Fabry, Astrophys. Journ. **19**, 116, 1904.

3) Vortrag von Lemon in der American Physical Society, Novembertagung 1909 an der Universität Illinois.

Michelson haben wir es zu verdanken, daß wir in der Lage gewesen sind, die Hauptlinien des Quecksilbers mit einem der von ihm geteilten Gitter zu photographieren. Das benutzte Gitter hat eine geteilte Fläche von $6^1/_2 \times 2^7/_8$ inches ($16{,}5 \times 7{,}3$ cm). Es war nach den Angaben von Littrow mit einer Brashearschen Linse von 20 Fuß (6,1 m) Brennweite montiert. Gerade dieses Gitter ist in den Spektren höherer Ordnung auf der einen Seite ausnahmsweise hell, und es ließen sich in der vierten Ordnung befriedigende Photogramme bei Expositionszeiten zwischen fünf Minuten und vierzig Minuten — je nach der gesuchten Linie — erhalten.

Bekanntlich ist in gewissen Fällen das Intensitätsverhältnis der Trabanten je nach der Lichtquelle verschieden. Wir haben es deshalb für zweckmäßig erachtet, eine käufliche Cooper-Hewitt-Lampe zu verwenden, da diese eine recht befriedigende Strahlungsquelle darstellt, die auch leicht von anderen Forschern benutzt werden kann.

Die Figuren 1 bis 4 zeigen schematisch die Ergebnisse verschiedener Forscher. Die Tabellen I bis IV geben die zugehörigen Werte der Wellenlängen wieder. Die den Diagrammen und Tabellen beigefügten Buchstaben haben folgende Bedeutung: „M." = Michelson[1]), „F. u. P." = Fabry und Perot[2]), „v. B." = v. Baeyer[3]), „J." = Janicki[4]), „G." = Galitzin[5]), „S." = Stansfield[6]); „Gr." schließlich bezeichnet die von uns mit dem Gitter gewonnenen Ergebnisse. Die Intensitätsangaben in den Tabellen entsprechen den Methoden der verschiedenen Verfasser.

Die gelben Linien $\lambda = 5790$ Å.-E. und $\lambda = 5769$ Å.-E. sind in Fig. 1 bezw. Fig. 2, die grüne Linie $\lambda = 5461$ Å.-E. ist in Fig. 3 und die violette Linie $\lambda = 4358$ Å.-E. in Fig. 4 wiedergegeben. Die Figuren 5 bis 8 sind nach unseren Photogrammen in ungefähr achtzehnfacher Vergrößerung hergestellt, und zwar unter Bewegung in vertikaler Richtung, um das Korn der Platten zu verwischen. Natürlich sind viele Einzelheiten der Originalplatten

1) A. A. Michelson, Phil. Mag. (5) **34**, 280, 1892.
2) Fabry et Perot, Ann. de Ch. et de Phys. (7) **16**, 115, 1899. (Bezüglich ihrer neuesten Werte für die grüne Linie siehe Zeeman, Astrophys. Journ. **15**, 218, 1902.)
3) O. v. Baeyer, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 733, 1908; diese Zeitschr. **9**, 831, 1908.
4) L. Janicki, Ann. d. Phys. (4) **19**, 36, 1906; **29**, 833, 1909.
5) B. Galitzin, Bull. de l'Acad. Imp. des Sciences de St. Pétersbourg, 159, 1907.
6) H. Stansfield, Phil. Mag. (6) **18**, 371, 1909.

Tabelle I.

$\lambda = 5790$ Å.-E.

M.	F. u. P.	v. B.	J.	G.	Gr.
+0,24 1/10	−0,131 sehr schwach	+0,228 3	+0,230 1/7	+0,228 3	+0,229 2
+0,13 1/10		+0,133 2	+0,168 1/10	+0,169 6	+0,135 2
−0,12 1/5		−0,122 1	+0,132 1/7	+0,132 2	−0,119 1
		−0,180 schwach	+0,084 1/9	+0,086 5	−0,184 3
			−0,119 1/5	−0,121 1	−0,931 4
			−0,187 1/10	−0,190 4	−0,998 3
			−0,251 1/10		

Tabelle II.

$\lambda = 5769$ Å.-E.

M.	F. u. P.	v. B.	J.	G.	Gr.
+0,043 1/5	+0,048	+0,044 1	+0,018 2	+0,042 2	+0,040 1
		−0,048 2	−0,052 2	−0,049 1	−0,044 2
			−0,114 3		

Tabelle III.

$\lambda = 5461$ Å.-E.

M.	F. u. P.	v. B.	J.	G.	S.	Gr.
+0,13 1/10	+0,136 1/6	+0,211 6	+0,133 1/8	+0,129 4	+0,216 2	+0,217 4
+0,10 1/4	+0,082 1/4	+0,125 3	+0,088 1/3	+0,085 3	+0,131 4	+0,130 3
(+0,010)	+0,008 1/2	+0,082 1	−0,066 1/7	−0,047 6	+0,087 1	+0,083 2
−0,07 1/10	−0,052 1/7	−0,024 1	−0,099 1/10	−0,068 2	−0,068 3	−0,054 3
(−0,23)	−0,076 1/7	−0,049 5	−0,232 1/5	−0,099 5	−0,097 3	−0,094 3
	−0,224 1/3	−0,068 3		−0,236 1	−0,232 1	−0,233 1
		−0,101 4				
		−0,237 2				

Tabelle IV.

$\lambda = 4358$ Å.-E.

M.	v. B.	J.	G.	G'.	Gr.
+0,17 1/10	+0,185 3	+0,121 2/3	(+0,131) 2'	+0,194	+0,194 2
(+0,019)	+0,114 5	+0,105 2/3	+0,126 2	+0,118	+0,118 3
	+0,044 5	+0,043 1/4	(+0,118) 2''	+0,053	+0,040 2
	+0,028 6	+0,020 1/5	+0,053 3	+0,027	−0,088 4
	+0,019 5	−0,023 1	+0,027 4	−0,092	−0,155 1
	−0,017 1	−0,052 1/7	−0,092 1	−0,155	
	−0,045 7	−0,097 2/3			
	−0,093 4	−0,112 2/3			
	−0,107 4				
	−0,159 2				

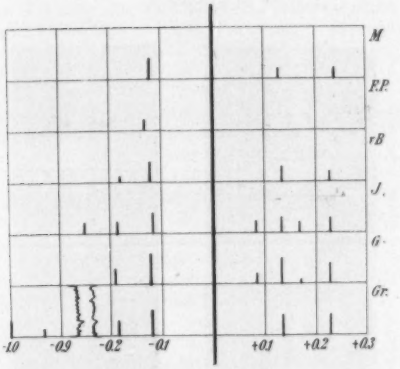


Fig. 1. $\lambda = 5790$ Å.-E.

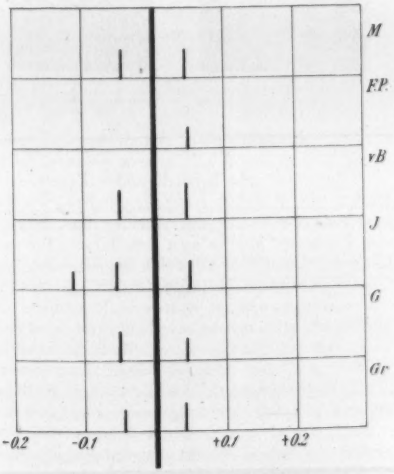


Fig. 2. $\lambda = 5769$ Å.-E.

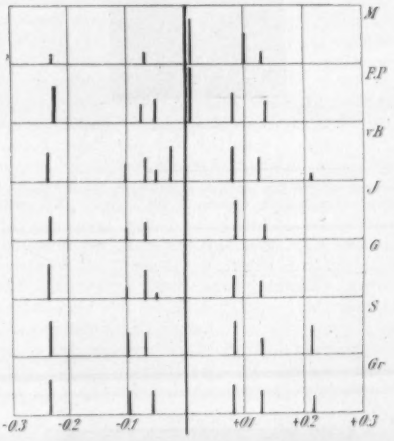


Fig. 3. $\lambda = 5461$ Å.-E.

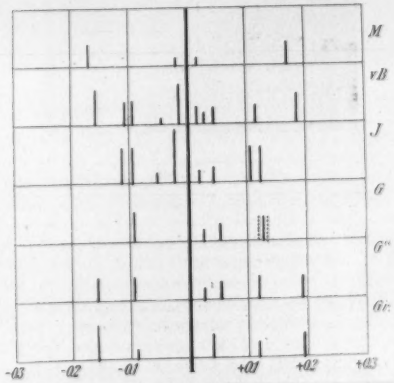


Fig. 4. $\lambda = 4358$ Å.-E.

verloren gegangen. Der schwache Trabant der Linie $\lambda = 5790$ Å.-E. bei $-0{,}930$ Å.-E. ist auf dem Originalnegativ klar zu sehen. Die Hauptlinie von $\lambda = 5769$ Å.-E. ist schmal und scharf, und ihre Trabanten sind breit und verwaschen. Die Trabanten der Linie $\lambda = 5461$ Å.-E. bei $-0{,}054$ Å.-E. und $-0{,}094$ Å.-E. sind auf den

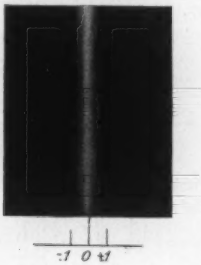


Fig. 5. $\lambda = 5769$ Å.-E.

Originalnegativen deutlich aufgelöst. Bei subjektiver Beobachtung sind die Trabanten bei $+0{,}083$ Å.-E. und $+0{,}130$ Å.-E. um ungefähr die dreifache Breite der Linien im Spektrum vierter Ordnung voneinander getrennt. Der Trabant bei $+0{,}217$ Å.-E. ist bei Verwendung der Cooper-Hewitt-Lampe als Strahlungsquelle scharf und sicher. Möglicherweise ist er im kleinen Lichtbogen eine Doppellinie, mit einer schwächeren Komponente bei $+0{,}217$ Å.-E. und

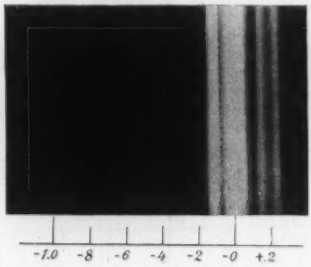


Fig. 6. $\lambda = 5790$ Å.-E.

einer wenig stärkeren bei ungefähr $+0{,}170$ Å.-E. Wir sind einstweilen noch nicht in der Lage, hierüber etwas Bestimmtes auszusagen. Der Effekt ist in der Wiedergabe vergrößert, vermutlich infolge Hinüberwischens eines Staubteilchens über die Platte während der Vertikalbewegung. Bei der Linie $\lambda = 4358$ Å.-E. ist der Trabant bei $+0{,}040$ Å.-E. auf einigen unserer besten Platten deutlich von der Hauptlinie getrennt und erscheint auf allen Platten der vierten und fünften Ordnung einfach als ein Gebiet mit verminderter Helligkeit. In der Wiedergabe scheint er aber in der Hauptlinie unterzugehen.

Wir benutzten folgende Plattensorten: für das Gelb Marke „Panchromatic" von Seed und Marke „Spektrum" von Cramer, für das Grün Marke „Medium Isochromatic" von Cramer, und für das Violett „27" von Seed. Unsere Platten wurden an einem Zeißschen Komparator ausgemessen und jeder Wert ist das Mittel aus einer Reihe von Einzelbestimmungen. Alle Werte dürften bis auf einige wenige Tausendstel einer Ångströmeinheit genau sein.

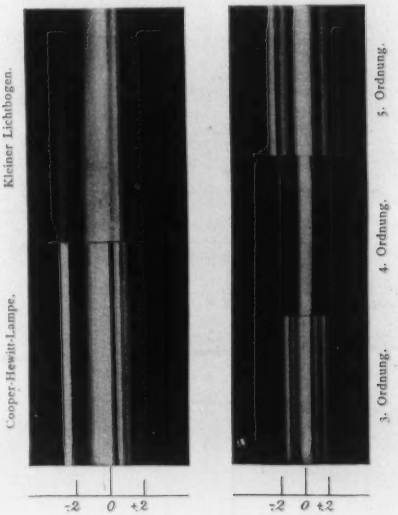


Fig. 7. $\lambda = 5461$ Å.-E. Fig. 8. $\lambda = 4358$ Å.-E.

Neben den sehr befriedigenden Ergebnissen, die wir mit dem Gitter erhalten haben, war der interessanteste Punkt der Arbeit, daß sich die von Professor Michelson im Jahre 1892 gewonnenen Ergebnisse mit solch bemerkenswertem Genauigkeitsgrade bestätigt fanden. Man muß sich vergegenwärtigen, daß jene Ergebnisse die allerersten auf diesem Gebiete gewesen sind, und daß sie mittels einer Methode erhalten worden sind, die einen so hohen Grad persönlicher Geschicklichkeit erfordert, daß niemand sie seither erfolgreich angewendet hat, und daß schließlich die ganze Untersuchung gewissermaßen nur neben der wichtigeren Aufgabe herging, die Anzahl der auf das Meter entfallenden Wellenlängen zu bestimmen.

Es scheint nicht allgemein bekannt zu sein, daß es möglich ist, bei Verwendung des Michelsonschen Interferometers zu entscheiden, ob ein Trabant auf der roten oder auf der violetten Seite einer Linie liegt. Zwar hat Michelson keinen Versuch hierzu unternommen, doch hat er in der Originalveröffentlichung ganz klar den Weg hierzu gezeigt. Die Streifen in einem Minimum sind um einen vollkommen bestimmten Bruchteil einer Streifenbreite verzögert, wenn der Trabant auf der violetten Seite der Hauptlinie liegt, und sie eilen um einen vollkommen bestimmten Bruchteil einer Streifenbreite vor, wenn der Trabant auf der roten Seite liegt. Falls die Helligkeitskurve Trabanten anzeigt, während in einem Minimum keine derartige Verschiebung vorliegt, so müssen zwei Trabanten vorhanden sein, die in gleichen Abständen von der Hauptlinie zu beiden Seiten dieser liegen. Durch Vergleichung der Streifen mit denen einer Linie, die keine Trabanten hat, beispielsweise der roten Kadmiumlinie $\lambda = 6438$ Å.-E., kann man die sogenannte Phasenkurve zeichnen, d. h. eine Kurve, in welcher die Gangunterschiede der interferierenden Strahlen die Abszissen und die von Trabanten herrührenden Verschiebungen der beobachteten Streifen die Ordinaten sind. Die Helligkeitskurve und die Phasenkurve zusammen liefern eine völlig unzweideutig bestimmte Lösung.

Der Michelsonsche Wert für den Abstand des Trabanten der Linie $\lambda = 5769$ Å.-E. ist zwar vielfach zitiert worden, doch ist anscheinend noch niemand auf den Gedanken gekommen, die Helligkeitskurve nachzuprüfen. Die Helligkeitskurven der Linien $\lambda = 5769$ Å.-E. und $\lambda = 5790$ Å.-E. sind in Fig. 9 wiedergegeben.

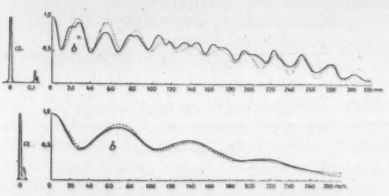


Fig. 9.

Ein Blick auf diese Figur genügt, um erkennen zu lassen, daß die Minima der Linie $\lambda = 5769$ Å.-E. ein wenig mehr als doppelt so weit auseinander liegen, wie die von den Haupttrabanten der Linie $\lambda = 5790$ Å.-E. herrührenden. Der Trabant der Linie $\lambda = 5769$ Å.-E. muß daher etwas weniger als halb so weit von seiner Hauptlinie entfernt liegen als der Haupttrabant der Linie $\lambda = 5790$ Å.-E. Bei einer Neuberechnung ergibt sich sein Abstand zu 0,043 Å.-E., und nicht, wie ursprünglich angegeben, zu 0,019 Å.-E. Es erscheint sonderbar, daß niemand von all denen, die diesen letzteren Wert angeführt haben, diese Unstimmigkeit bemerkt hat.

Einigen der neueren Forscher auf diesem Gebiete mag es entgangen sein, daß eine schwache Linie in — 0,998 Å.-E. Abstand von der Linie $\lambda = 5790$ Å.-E. vorhanden ist. Ein schwacher Trabant begleitet sie bei — 0,931 Å.-E. Die Konstante der von Janicki und von Galitzin benutzten Echelons beträgt bei dieser Wellenlänge ungefähr 0,543, und wenn das von diesen Linien stammende Licht nicht ausgeschlossen wird, so werden sie bei + 0,088 Å.-E. und + 0,155 Å.-E. erscheinen. Wir haben eine Linie mit einer Intensität von etwa $^1/_{100}$ jener der Hauptlinie bei + 0,085 Å.-E. entdeckt. Wegen ihrer sehr geringen Intensität halten wir es indessen für möglich, daß die Linie, die Janicki und Galitzin als bei + 0,085 Å.-E. liegend bestimmt haben, von der Linie bei — 0,998 Å.-E. herrühren dürfte, die bei + 0,088 Å.-E. erscheinen würde. Wir sind nicht imstande gewesen, in der Nähe von + 0,168 Å.-E. irgendeine Linie zu entdecken, und wir halten es für möglich, daß die daselbst von den genannten Forschern angegebene Linie von der schwachen Linie bei — 0,931 Å.-E. herrühren könnte, die bei + 0,155 Å.-E. erscheinen müßte. Die Unstimmigkeit in den Wellenlängen ist ziemlich groß, aber die Linie ist außerordentlich schwach und läßt sich nur schwer genau ausmessen.

Die Michelsonsche Helligkeitskurve für die Linie $\lambda = 5461$ Å.-E. ist in Fig. 10 wiedergegeben.

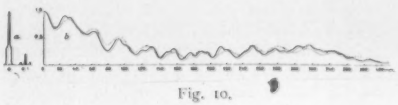


Fig. 10.

Michelson gibt einen Trabanten ganz nahe an der Hauptlinie zu beiden Seiten von dieser an. Er hätte sich ebensogut dafür entscheiden können, sie beide als auf derselben Seite liegend anzusehen. Wir haben diese Auslegung gewählt und haben aus der Helligkeitskurve den Abstand dieses Trabanten von der Hauptlinie abgeleitet. Die Erhebung in der Helligkeitskurve bei ungefähr 315 zeigt deutlich, daß die Hauptlinie eine enge Doppellinie ist. Die Berechnung weist auf einen Trabanten bei + 0,010 Å.-E. hin; das stimmt überein mit den Beobachtungen von Fabry und Perot, die einen Trabanten bei + 0,008 Å.-E. angeben, und mit denen von Barnes, der einen bei + 0,01 angibt. Wir haben diesen Trabanten

mit in das Diagramm der Fig. 3 aufgenommen und ihn auf die positive Seite gesetzt. Die Forscher auf diesem Gebiete stimmen anscheinend ziemlich dahin überein, daß die Hauptlinie eine enge Doppellinie ist, die sich nur bei sehr hohem Auflösungsvermögen und bei sehr niedriger Dichtigkeit des Dampfes zerlegen läßt. Es mag nebenher Erwähnung finden, daß die Helligkeitskurven, die man mit dem Michelsonschen Interferometer erhält, das einzige Mittel bilden, solche Linien aufzulösen, die tatsächlich ineinander untergehen, oder die Lichtverteilung innerhalb einer Linie zu erhalten. Dies ist, wie man sich erinnern wird, für die Linie H_α, $\lambda = 6563$ Å.-E., geschehen, längst ehe zahlreiche Spektroskopiker angenommen hatten, daß diese Linie doppelt sei. Wir müssen uns auch gegenwärtig halten, daß eine scheinbare Linienverdoppelung von einer Umkehrung herrühren kann. Indessen läßt sich in der Regel sehr einfach entscheiden, ob eine Linie eine richtige Doppellinie oder eine umgekehrte Linie ist: Im ersteren Falle muß die Trennung bei geringer Dichte des Dampfes am stärksten ausgeprägt sein; im letzteren Falle muß die scheinbare Trennung mit der Dichte des Dampfes zunehmen.

An der Fig. 10 werden wir wahrnehmen, daß schwache Minima angenähert bei 112, 123, 140, 152, 164, 180, 190, 200 usf. vorhanden sind, die sich in der gestrichelten Kurve nicht finden. Diese Minima deuten darauf hin, daß in der Röhre, die Michelson benutzte, ein schwacher Trabant in etwas mehr als dem doppelten Abstande des Haupttrabanten vorhanden war. Aus der Kurve ergibt sich sein Abstand durch Rechnung zu 0,23 Å.-E., und es ist zweifellos dieselbe Linie wie die von uns bei —0,233 Å.-E. beobachtete. Wir haben sie deshalb gleichfalls mit in das Diagramm der Fig. 3 aufgenommen. Fig. 7 zeigt, wie sich die relative Intensität dieses Trabanten ändert, wenn nicht mehr die Cooper-Hewitt-Lampe die Strahlungsquelle bildet, sondern ein kleiner Quecksilberlichtbogen. In der Cooper-Hewitt-Lampe (unteres Spektrum) ist dieser Trabant der Haupttrabant, während in dem kleinen Quecksilberbogen mehrere andere Trabanten von gleicher oder größerer Stärke vorhanden sind. Die Intensität dieses Trabanten scheint besonders empfindlich gegen eine Veränderung der Bedingungen zu sein, und in den Röhren, nach denen die Helligkeitskurven aufgenommen worden sind, war er zweifelsohne einer der schwächeren Trabanten und wurde deshalb übersehen.

Die violette Linie $\lambda = 4358$ Å.-E. läßt sich mit dem Auge nicht leicht beobachten, aber die Ergebnisse, die Michelson im Jahre 1892 erhalten hat, sind auch hier beachtenswert. Michelson gibt einen Trabanten bei + 0,17 Å.-E. „und zwei schwächere nahe an der Hauptlinie" an. Wenn wir die Hälfte des Haupttrabanten auf jede Seite setzen und die schwächeren den Angaben entsprechend ansetzen, so erhalten wir das Ergebnis, wie es Fig. 4 angibt. Die beträchtliche Anzahl von Linien, die einige Beobachter gefunden haben, mag das Ergebnis von Umkehrungen sein; wächst doch bekanntlich die Neigung zur Umkehr gegen das Violett zu. Man darf auch nicht vergessen, daß man sorgfältig darauf achten muß, daß die photographische Platte scharf auf die Linien eingestellt sein muß, da man sonst bei diesen Linien, wie bei anderen, sonderbare Ergebnisse erhält. Möglicherweise waren auch einige Teile der benutzten optischen Anordnung für das gelbe und das grüne Gebiet hinlänglich genau, aber nicht für dieses Gebiet kürzerer Wellenlängen und größerer Brechbarkeit. Ein Instrument wie die Lummer-Gehrckesche Platte, die das Licht reflektiert, würde gegen einen Fehler in den Flächen besonders empfindlich sein, und ein Fehler, der im Grün und im Gelb zu vernachlässigen sein würde, könnte im Violett ernste Folgen haben. Die ganz ausgezeichnete Übereinstimmung unserer Ergebnisse mit denen v. Baeyers bei den größeren Wellenlängen und die verhältnismäßig schlechte Übereinstimmung bei $\lambda = 4358$ Å.-E. läßt die Möglichkeit irgendeiner Fehlerquelle vermuten. Man wird indessen bedenken müssen, daß die Trabanten bei verschiedenen Röhrenformen ein sehr verschiedenes Aussehen haben können. Bei dem oben erwähnten kleinen Bogen haben die fünf Trabanten der Linie $\lambda = 4358$ Å.-E. alle nahezu gleiche Intensität.

Die Linie bei $\lambda = 4358$ Å.-E. bringt auch den größten Nachteil des Stufengitters und der Interferenzplatte zur Geltung, nämlich die durch das Übereinandergreifen der Ordnungen entstehende Zweideutigkeit. Galitzin schildert seinen Trabanten bei + 0,126 Å.-E. als sehr stark und sagt weiter: „er erscheint zuweilen doppelt und aus zwei nahen Linien bestehend". Auf einigen seiner Platten bestimmte er die Lage dieser beiden Linien und erhielt für ihre Wellenlängen + 0,118 Å.-E. und + 0,131 Å.E. Wir haben bei + 0,126 Å.-E. keine Linie gefunden, wohl aber eine Linie bei + 0,118 Å.-E. Galitzin gibt seine Konstante bei dieser Wellenlänge zu 0,286 an, und die Linie bei + 0,131 Å.-E. hätte gerade so gut bei — 0,155 Å.-E., in genauer Übereinstimmung mit unserer Linie bei — 0,155 Å.-E. angenommen werden können. Galitzin bezeichnet auch die Linie bei — 0,092 Å.-E. als sehr stark und bemerkt mit Bezug auf sie: „Bei dem Trabanten B_1 kann man ebenfalls

eine Verdoppelung vermuten, aber die Erscheinung ist sehr undeutlich" usw. Wir fanden einen Trabanten bei — 0,088 Å.-E. und einen anderen bei + 0,194 Å.-E., also genau bei der Wellenlänge, die diesem Trabanten zuzuschreiben sein würde, wenn man ihn als auf der positiven Seite liegend ansehen würde. Wir betrachten deshalb Galitzins Linie bei — 0,092 Å.-E. als aus unseren beiden Linien — 0,088 Å.-E. und + 0,194 Å.-E. zusammengesetzt. Weiter ist das Mittel aus seinen beiden Linien bei + 0,053 Å.-E. und + 0,027 Å.-E. bei + 0,040 Å.-E., also genau an der Stelle eines unserer Trabanten. Wir haben deshalb die Galitzinschen Trabanten unter „G." in die Fig. 4 und in die Tabelle IV eingeordnet, und die Übereinstimmung mit unseren Ergebnissen ist ausgezeichnet.

Wir glauben nicht, daß mit unseren Ergebnissen das letzte Wort über die Auflösung der Hauptlinien des Quecksilbers mit Hilfe von Gittern gesprochen ist. Wenn größere Gitter zur Verfügung stehen werden, und ebenso Linsen von größerer Brennweite für die Littrowsche Anordnung, und wenn man eine besonders auf Festigkeit und Temperaturbeständigkeit konstruierte Aufstellung verwendet, so könnte es möglich sein, einige der von uns als Einzellinien angegebenen Linien in Doppellinien aufzulösen. Es scheint somit auf der violetten Seite der Linie $\lambda = 5461$ Å.-E. ein Triplett vorhanden zu sein. Darauf wiesen deutlich die Ergebnisse hin, die Lemon bei seinen eingangs erwähnten Versuchen mit dem Stufengitter erhalten hat. Unsere Linie bei — 0,054 Å.-E. könnte wohl eine Vermischung der Linien sein, die Galitzin und v. Baeyer bei — 0,048 Å.-E. und — 0,068 Å.-E. angegeben haben. Diese Gruppe sieht bei Gitterbeobachtungen verwaschen aus, und die Linien lassen sich auf den Photogrammen schwer deutlich auflösen. Wir sind indessen fest überzeugt, daß alle von uns angeführten Linien wirklich vorhanden sind, und daß, abgesehen von der möglichen Auflösung einiger Linien in Doppellinien, in der Cooper-Hewitt-Lampe weiter keine enthalten sind, es seien denn solche, deren Intensität von der Größenordnung $^1/_{100}$ von jener der Hauptlinie ist.

Zum Schlusse möchten wir Herrn Professor Michelson für die Erlaubnis zur Benutzung seines prächtigen Gitters und seines Privatlaboratoriums, in dem wir sämtliche Photogramme aufgenommen haben, herzlichst danken.

Ryerson Physical Laboratory, Universität Chicago, im Januar 1910.

(Nach den Korrekturbogen aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé).

(Eingegangen 17. Februar 1910.)

Über Stromschwankungen bei Stoßionisation.

Von Edgar Meyer.

(Nach gemeinsam mit Herrn Adolf Müller angestellten Versuchen.)

§ 1. Hat man (im einfachsten Falle) einen einheitlichen radioaktiven Körper vor sich, so ist die pro Zeiteinheit ausgesandte Anzahl Strahlenteilchen nicht konstant, auch wenn man von dem exponentiellen Abklingungsgesetze der radioaktiven Körper absieht. Diese Schwankungen der Strahlung sind bekanntlich von E. v. Schweidler[1]) theoretisch vorhergesagt und von mehreren Seiten[2]) der experimentellen Untersuchung unterworfen worden. Im folgenden sollen sie als „Schweidlersche Schwankungen" bezeichnet werden.

Mißt man nun diese Schweidlerschen Schwankungen an dem Sättigungsstrome, der von dem radioaktiven Körper in einem Gase erzeugt wird, so ist der absolute Betrag der beobachteten Schwankung ε gegeben als[3])

$$\varepsilon = \sqrt{Z \cdot CE}, \qquad (1)$$

wo Z die pro Zeiteinheit zerfallende Anzahl radioaktiver Atome, E das Elementarquantum der Elektrizität und C die von jedem Strahlenteilchen im Gase gebildete Anzahl Ionen bedeutet.

Hat man nun zur Untersuchung nur eine geringe Strahlendichte, also kleines Z, oder aber Strahlen von geringem Ionisierungsvermögen, also kleines C, vor sich, so kann es leicht kommen, daß auch die größte erreichbare Elektrometerempfindlichkeit zur Messung der Schwankungen nicht mehr ausreicht. Es liegt dann nahe, die bekannte schöne Methode von Rutherford und Geiger[4]) anzuwenden. Bei dieser wird das Ionisierungsvermögen eines Teilchens automatisch mit Hilfe der, besonders von Townsend[5]) studierten Erscheinung der Ionisation durch Stoß, vergrößert.

Wendet man nun diese Rutherford-

1) Egon v. Schweidler, Premier Congrès international pour l'étude de la Radiologie et de l'Ionisation, Liège 1905; Beibl. **31**, 356, 1907.

2) K. W. Fritz Kohlrausch, Sitzber. Wiener Akad. **115**, Abt. IIa, 673, 1906; Edgar Meyer und Erich Regener, Ann. d. Phys. (4) **25**, 757, 1908; Hans Geiger, Phil. Mag. (6) **15**, 539, 1908; Zusammenfassender Bericht: Edgar Meyer, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik 5, 423, 1908; **8**, 242, 1909; vgl. ferner die theoretischen Erörterungen von Norman Campbell, Proc. Camb. Phil. Soc. **15**, 117, 1909.

3) Gültig für den Fall, daß beim Zerfall eines radioaktiven Atoms nur ein Strahlenteilchen ausgesandt wird. Vgl. Edgar Meyer, Zusammenfassender Bericht l. c.

4) E. Rutherford und H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. **81**, 141, 1908.

5) John S. Townsend, Phil. Mag. (6) **1**, 198, 630, 1901; **3**, 557, 1902; **5**, 389, 1903; **6**, 598, 1903.

Geigersche Methode zur Messung der Schweidlerschen Schwankungen an, so ergeben sich nicht die einfachen Resultate, die man erwarten sollte, sondern es zeigen sich interessante neue Erscheinungen, über die im folgenden berichtet wird.

§ 2. Die benutzte Versuchsanordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Das Glasgefäß G von 4,5 cm lichter Weite und etwa 0,8—1 mm Wandstärke, trägt in dem rechten Ansatzrohre eingekittet eine Messingelektrode A (Scheibe von 3 cm Durchmesser). Ihr gegenüber im Abstande von ungefähr 5 mm befindet sich eine ähnliche Elektrode K von 1 cm Durchmesser, die durch das gut polierte Hartgummistück H getragen wird. H selbst ist in das geerdete Messingrohr M eingekittet, dieses in das linke Ansatzrohr von G. Im Innern von G erweitert sich M zu einem größeren Messingrohre (Wandstärke etwa 0,1 mm), das der Glaswand eng anliegt. Innen trägt dieses weitere Rohr eine Querwand mit einer Bohrung von 12 mm Durchmesser, in die gerade K zu liegen kommt; nach hinten umschließt das Rohr die Elektrode A, wie es die Figur zeigt. Man hat also einen kleinen Kondensator C mit Schutzring und gutem elektrostatischen Schutze vor sich. Das Glasgefäß kann mit trockner Luft gefüllt und dann mit einer Quecksilberpumpe auf einen beliebigen Gasdruck ausgepumpt werden. Zum Messen des Druckes diente ein einfaches unempfindliches McLeod-Manometer, das Drucke im Bereiche von 1—50 mm Hg gut zu messen gestattete. Alle Kittstellen wurden mit weißem Siegellack[1]) hergestellt.

A ist nun über den Amylalkoholwiderstand D mit der Hochspannungsakkumulatorenbatterie B_{III} verbunden. Die Spannung von B_{III} konnte

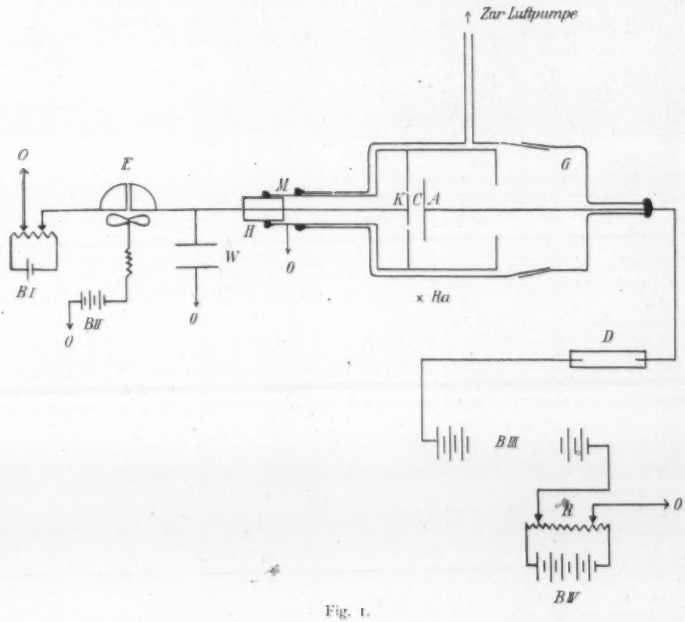


Fig. 1.

grob in Stufen von je 40 Volt bis 2000 Volt verändert werden. Um eine feine Regulierung des Potentials von A innerhalb Bruchteilen eines Volts ausführen zu können, ist eine 60-Volt-Akkumulatorenbatterie B_{IV} von großer Kapazität durch einen Doppelwiderstand R von Ruhstrat (ungefähr 1300 Ohm) geschlossen. Der eine Schiebekontakt liegt an B_{III}, der andere an Erde.

K ist mit dem einen Quadrantenpaare eines Dolezalekschen Elektrometers E verbunden, gleichzeitig liegt K über den Bronson-Wider-

1) Es wurde der ausgezeichnete weiße Siegellack Nr. 849A von Liliendahl in Neudietendorf (Thüringen) verwandt.

stand W an Erde, so daß die Elektrometerausschläge proportional den zur Erde fließenden Strömen sind[1]). Das andere Quadrantenpaar liegt an Erde oder kann zur teilweisen Kompensation des Ausschlags auf ein passendes Potential gebracht werden. Da dieses Kompensationspotential nie 2 Volt überschreitet, die Nadelladung aber etwa 100 Volt beträgt (Batterie B_{II}, Hochspannungsbatterie nach Krüger), so bleibt die Empfindlichkeit des Elektrometers konstant, wie auch besondere Versuche zeigten. Die Empfindlichkeit betrug meistens ungefähr 870 Doppelmillimeter pro Volt, ein Ausschlag von 1 Skalenteil (= 2 mm) entsprach also bei einer Kompensationsspannung von 2 Volt einer Stromänderung von etwa 0,06 Proz. Für den besten Schutz gegen elektrostatische Störungen war in der ganzen Anordnung Sorge getragen.

Bei Ra befanden sich zwei Radiumpräparate[2]), die das Gas im Kondensator C ionisierten.

§ 3. Gang der Versuche. Nachdem in G ein beliebiger Druck hergestellt war, z. B. von 2 mm Hg, wurde A auf ein Potential von etwa 300 Volt gebracht. Der dann von A nach K übergehende Strom war kaum meßbar. Steigerte man nun das Potential von A weiter, so stieg der Strom sehr schnell an, wenn man sich dem Entladepotential näherte. Es ist dieses die Erscheinung, die nach den schönen Untersuchungen von Townsend (l. c.) auf den Ionenstoß zurückzuführen ist. Hält man das Potential von A konstant, so zeigt sich aber, daß die Stellung der Elektrometernadel keine konstante ist. Die Nadel ist vielmehr in unaufhörlicher, unregelmäßiger Bewegung, damit Schwankungen des Stromes anzeigend.

§ 4. Wenn nun diese beobachteten Schwankungen nur die Schweidlerschen Schwankungen der Radiumpräparate wären, so sollte man folgendes erwarten[3]).

Drückt man die Stromschwankungen ε in Bruchteilen des mittleren gesamten Stromes i aus, so ist

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{i} \quad \text{oder nach Gleichung (1)}$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{Ce}{i}\sqrt{Z}. \qquad (2)$$

Wenn man das Potential von A z. B. so weit erhöht, daß der Strom auf den doppelten Betrag gestiegen ist, so wird auch jedes primär durch die Strahlung gebildete leitende Teilchen durch Stoß die doppelte Anzahl Teilchen gebildet haben, mit anderen Worten i ist proportional C. Es müßte also $\bar{\varepsilon}$ unabhängig von der Stromstärke sein. Trägt man die ε als Ordinaten, die Stromstärken als Abszissen auf, so sollte man eine Gerade erwarten, die der Abszissenachse parallel verläuft in einem Abstande, der der bei Sättigungsstrom gemessenen Schweidlerschen Schwankung $\bar{\varepsilon}_0$ entspricht. Dieses ist aber, wie die Versuche zeigen, nicht der Fall.

§ 5. In den Tabellen 1—5 sind die beobachteten ε-Werte bei den Drucken $p = 0{,}81$; 1,3; 1,9; 2,2 und 3,16 mm Hg mit den zugehörigen Stromwerten (ausgedrückt in Elektrometerausschlägen) eingetragen. Die Größe des Bronson-Widerstandes (gemessen durch die Aufladezeit einer Kapazität und korrigiert auf die mittlere Zeit der Versuche) betrug $5{,}47 \cdot 10^{10}$ Ohm. Die Größen $\bar{\varepsilon}$ wurden für jeden Punkt aus etwa 50—100 Umkehrpunkten der Elektrometernadel berechnet, wie es in der früheren Arbeit von Erich Regener und dem Verfasser (l. c.) angegeben ist. Diese Beobachtungsmethode ist genügend genau, wie schon damalige besondere Versuche und Berechnungen gezeigt hatten. Der Einwurf des Herrn N. Campbell (l. c.), daß man leicht bei dieser Art der Beobachtung kleine Ausschläge übersieht, kommt daher nicht in Frage.

Tabelle 1[1]). $p = 0{,}81$

i	$\bar{\varepsilon}$
620	0,0269
367	399
141	758
723	0,0299
361	360
141	732
1254	0,0191
838	211
627	249
377	400
223	557
119	729
63	563
39	534
175	0,0600
76	791
33	403

Tabelle 2. $p = 1{,}3$

i	$\bar{\varepsilon}$
1194	0,0212
874	234
576	294
359	355
264	360
194	530
143	502
105	372
71	302
58	216

Tabelle 3. $p = 1{,}9$

i	$\bar{\varepsilon}$
1289	0,0178
900	216
686	254
392	316
308	308
199	428
154	420
125	327
72	254
42	161

1) Es sind 4 verschiedene Beobachtungsreihen angegeben.

1) Es ist die bekannte „Bronsonsche Methode der konstanten Ausschläge". H. L. Bronson, Phil. Mag. (6) 11, 143, 1906.

2) Die Präparate hatten eine Stärke von etwa 1000 bzw. 2000 Einheiten.

3) Die ionisierenden Strahlen hatten vom Ra aus zuerst eine Glasdicke von etwa 1 mm (Behälter des Ra) zu durchlaufen, dann die 0,8—1 mm dicke Glaswand des Gefäßes G und darauf die Wandung des weiten Messingzylinders in G. Es ist daher anzunehmen, daß zum allergrößten Teile die γ-Strahlen zur Wirkung kommen. Da aber jeder γ-Strahl nach unseren bisherigen Kenntnissen mit dem Zerfall eines Atoms genetisch verknüpft ist, so müssen auch die γ-Strahlen die Schweidlerschen Schwankungen anzeigen.

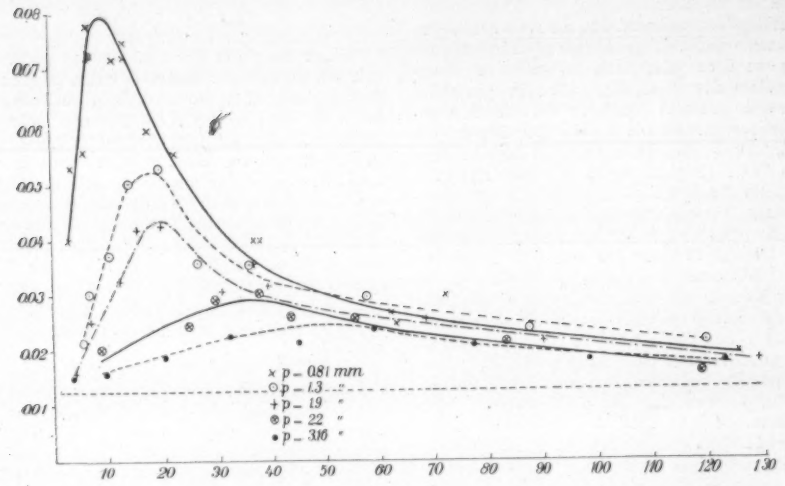


Fig. 2.

Tabelle 4.
$p = 2{,}2$

i	$\bar{\varepsilon}$
1186	0,0155
834	214
554	256
434	260
374	306
297	291
217	245
91	201

Tabelle 5.
$p = 3{,}16$

i	$\bar{\varepsilon}$
1231	0,0175
982	180
450	211
773	209
588	238
321	226
202	185
98	159
39	153

Zu bemerken ist, daß man vor dem Beginn jeder Messung lange Zeit warten muß, bis sich der Druck genügend ausgeglichen hat, da man sonst eine stetige Zu- oder Abnahme der Elektrometerausschläge beobachtet. Die Elektrometernadel muß während des ganzen Versuches immer um dieselbe Gleichgewichtslage herumpendeln. Die Genauigkeit der einzelnen $\bar{\varepsilon}$-Werte beträgt etwa 5—10 Proz. (Um eine Genauigkeit von 1 Proz. zu haben, müßte man für jeden Punkt etwa 10000 Ablesungen machen.)

Die Resultate sind in Fig. 2 graphisch dargestellt. Man bemerkt, daß man nicht das erwartete Resultat von § 4 erhalten hat. Die Kurven schneiden nach kleinen Stromwerten hin die Ordinatenachse etwa bei dem Wert $\bar{\varepsilon} = 0{,}0125$, bei größeren Stromstärken scheinen sich die Kurven einem ähnlichen $\bar{\varepsilon}$-Werte wieder asymptotisch zu nähern. Dazwischen aber tritt bei jeder Kurve ein Maximum auf, dessen absolute Größe mit wachsendem Druck abnimmt und sich zu höheren Stromwerten hin verschiebt.

Es sieht also gerade so aus, als ob sich über die Schweidlerschen Schwankungen (dargestellt durch die punktierte gerade Linie) eine neue Schwankung überlagert, deren Wert bei kleinem i Null ist, dann zu einem Maximum ansteigt, um bei großem i wieder zu verschwinden.

§ 6. Ohne weiteres ist ersichtlich, daß die sich überlagernde Schwankung nicht etwa durch die Schweidlersche Schwankung des im Bronsonwiderstande befindlichen Poloniums herrühren kann. Denn bei denselben Stromstärken (also derselben durch den Bronsonwiderstand fließenden Elektrizitätsmenge) ist ja die Schwankung bei verschiedenen Gasdrucken verschieden groß. Auch andere Erklärungsmöglichkeiten, wie etwa durch die an den Elektroden erregten Sekundärstrahlen, oder nicht zu vernachlässigende Rekombination[1]) scheinen nicht auszureichen. Es liegt daher nahe, das Gas selbst für die Schwankungen verantwortlich zu machen, und daran zu denken, daß die freie Weglänge, auf der die Elektronen oder Ionen die zum Ionisieren nötige kinetische Energie erhalten, nicht

1) Herr Dr. Rudolph Seeliger machte mich darauf aufmerksam, daß in der Nähe des Entladepotentials wieder Rekombination auftreten muß. Mir scheint, daß dieser Effekt wohl eine Vergrößerung, nicht aber eine Verkleinerung der $\bar{\varepsilon}$-Werte mit wachsendem i hervorbringen könnte.

konstant ist, sondern selbst Schwankungen unterworfen sei. Das ist die Grundidee der folgenden Theorie, die trotz der geringen Anzahl Annahmen zur Erklärung der Erscheinung auszureichen scheint.

§ 7. Theorie der Erscheinung. Wir sehen im folgenden vorläufig von der reinen Schweidlerschen Schwankung ab, wollen also die Kurven zu erklären versuchen, die man erhält, wenn man in Fig. 2 die Abszissenachse um das Stück $\overline{\varepsilon} = 0{,}0125$ nach oben verschiebt.

Wir betrachten zuerst den Stoß der negativen Teilchen allein, die in unserem Falle aller Wahrscheinlichkeit nach nur Elektronen[1]) sind, und nehmen als einfachstes an, daß dann Ionisation eintritt, wenn beim Zusammenstoße mit einem neutralen Gasmolekül das Elektron eine genügende kinetische Energie besitzt. Diese kinetische Energie W erhält das Elektron auf seinem frei durchlaufenen Wege λ. Haben wir ein homogenes elektrisches Feld von der Feldstärke $\mathfrak{E}$, und bezeichnen wir mit E das elektrische Elementarquantum, so ist

$$W = E\,\mathfrak{E}\,\lambda.$$

Bezeichnen wir mit K den Minimalwert der Energie, der mindestens erreicht sein muß, damit beim Stoß Ionisation eintreten kann, so ist $W = E\,\mathfrak{E}\,\lambda \geq K$, oder es muß sein

$$\lambda \geq \frac{K}{E \cdot \mathfrak{E}}. \tag{3}$$

Wären die freien Weglängen aller Elektronen einander gleich, so müßte bei einer ganz bestimmten Feldstärke $\mathfrak{E}' = \frac{K}{E\lambda}$ plötzlich die Stoßionisation eintreten. Da aber die freien Weglängen nach dem Maxwellschen Verteilungsgesetze verteilt sind, so kommen auch bei einer Feldstärke $\mathfrak{E} < \mathfrak{E}'$ schon Stöße vor, die zur Ionisation führen, da es Werte von λ gibt, die groß genug sind.

Nennen wir die mittlere freie Weglänge der Elektronen λ_u, so ist die Wahrscheinlichkeit für das Vorkommen einer bestimmten freien Weglänge λ gegeben durch

$$e^{-\frac{\lambda}{\lambda_u}}.$$

Durch Einsetzen von Gleichung (3) erhalten wir also als Wahrscheinlichkeit P dafür, daß bei einer Feldstärke $\mathfrak{E}$ bei einem beliebigen Stoße Ionisation eintritt:

$$P = e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_u}}.$$

Die Wahrscheinlichkeit Q, daß bei einem beliebigen Stoße keine Ionisation eintritt, ist dann:

$$Q = \left(1 - e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_u}}\right).$$

Ist die Feldkraft so groß, daß man auch Stoßionisation durch die positiven Ionen erhält (vgl. weiter unten), so gelten auch hier dieselben Beziehungen. Es wird dann analog:

$$P' = e^{-\frac{K'}{E\mathfrak{E}\lambda_p}} \quad \text{und}$$

$$Q = \left(1 - e^{-\frac{K'}{E\mathfrak{E}\lambda_p}}\right),$$

wobei λ_p die mittlere freie Weglänge der positiven Ionen darstellt, K' die Minimalenergie zur Ionisation des neutralen Molekels durch ein positives Ion.

Können nun in einer endlichen Reihe von N-Versuchen nur zwei einander ausschließende Ereignisse mit den Wahrscheinlichkeiten P bzw. Q vorkommen, so ist das Resultat Schwankungen Δ unterworfen, und zwar ist das mittlere Schwankungsquadrat gegeben als[1])

$$\Delta^2 = PQN.$$

Wendet man dieses auf die Stoßionisation an, so muß also die Schwankung, d. h. die Abweichung Δ der in einer bestimmten Zeiteinheit gebildeten Anzahl neuer Elektronen von der im Mittel pro Zeiteinheit gebildeten Anzahl, sein:

$$\Delta^2 = e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_u}}\left(1 - e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_u}}\right) \cdot N_u.$$

Diese Gleichung gilt, wenn nur die Elektronenstöße allein wirksam sind; N_u bedeutet die pro Zeiteinheit überhaupt vorkommende Anzahl von Elektronenstößen, gleichgültig, ob es bei dem einzelnen Stoße zu einer Ionisation kommt oder nicht.

Kommen auch die positiven Ionen mit zur Wirkung, so muß gelten

$$\left.\begin{aligned}\Delta^2 = {} & e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_u}}\left(1 - e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_u}}\right)N_u \\ & + e^{-\frac{K'}{E\mathfrak{E}\lambda_p}}\left(1 - e^{-\frac{K'}{E\mathfrak{E}\lambda_p}}\right)N_p,\end{aligned}\right\} \tag{4}$$

wobei N_p dieselbe Bedeutung für die Ionen hat, wie N_u für die Elektronen.

Dieser Ausdruck läßt sich vereinfachen. Townsend (l. c.) hat nämlich für verschiedene Gasdrucke und Feldstärken die Anzahl α bzw. β der pro Zentimeter Weglänge von einem Elektron oder von einem positiven Ion durch Stoß erzeugten neuen leitenden Teilchen bestimmt. Ist nun λ_u die mittlere freie Weglänge des Elektrons, so ist $\frac{1}{\lambda_u}$ die pro Zentimeter überhaupt stattfindende Anzahl Zusammenstöße. Also muß sein:

$$\left.\begin{aligned}\alpha = \frac{1}{\lambda_u}e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_u}} \quad \text{oder} \quad e^{-\frac{K}{E\mathfrak{E}\lambda_u}} = \alpha\lambda_u \\ \text{Ebenso} \qquad e^{-\frac{K'}{E\mathfrak{E}\lambda_p}} = \beta\lambda_p.\end{aligned}\right\} \tag{5}$$

1) Das geht aus den Arbeiten Townsends (l. c.) hervor.

1) Vgl. z. B. meinen zusammenfassenden Bericht l. c.

Dieses in Gleichung (4) eingesetzt, ergibt:
$$\overline{\Delta i^2} = \alpha\lambda_n(1-\alpha\lambda_n)N_n + \beta\lambda_\beta(1-\beta\lambda_\beta)N_\beta. \quad (6)$$

Beziehen wir alles auf die Sekunde, so ist N_n bzw. N_β die Gesamtzahl der Stöße pro Sekunde. Bezeichnen wir mit i den Gesamtstrom, mit i_0 den Sättigungsstrom, so ist, wie leicht ersichtlich, der nur durch Ionenstoß erzeugte Stromanteil:

$$i - i_0 = N_n e^{-\frac{K}{E\alpha\lambda_n}} \cdot E + N_\beta e^{-\frac{K'}{E\beta\lambda_\beta}} \cdot E \text{ oder}$$

die Werte von (5) eingesetzt:

$$i - i_0 = N_n \alpha\lambda_n E + N_\beta \beta\lambda_\beta E. \quad (7)$$

Bedenkt man nun noch, daß die gesamte Anzahl der Stöße der Elektronen zu der gesamten Anzahl der Stöße der positiven Ionen sich umgekehrt verhalten muß wie die bzw. mittleren freien Weglängen, so hat man:

$$\frac{N_n}{N_\beta} = \frac{\lambda_\beta}{\lambda_n}. \quad (8)$$

Aus dem Gleichungssystem (6), (7) und (8) ergibt sich dann leicht:

$$\overline{\Delta i^2} = \frac{i - i_0}{E(\alpha+\beta)}[\alpha(1-\alpha\lambda_n) + \beta(1-\beta\lambda_\beta)] \quad (9)$$

oder als Stromschwankung

$$\sqrt{\overline{\Delta i^2}} = \sqrt{\frac{i - i_0}{(\alpha+\beta)} E[\alpha(1-\alpha\lambda_n) + \beta(1-\beta\lambda_\beta)]}.$$

Drückt man die Schwankung noch in Bruchteilen des mittleren gesamten Stromes aus, so hat man:

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{\overline{\Delta i^2}}}{i} = \sqrt{\frac{i - i_0}{i^2} \cdot \frac{E[\alpha(1-\alpha\lambda_n) + \beta(1-\beta\lambda_\beta)]}{(\alpha+\beta)}}. \quad (10)$$

Will man die gesamte beobachtete Schwankung haben, also die dem Strahlungspräparate eigentümliche Schweidlersche Schwankung eingriffen, so addiert sich diese einfach und man hat:

$$= \sqrt{\frac{i - i_0}{i^2} \cdot \frac{E[\alpha(1-\alpha\lambda_n) + \beta(1-\beta\lambda_\beta)]}{(\alpha+\beta)} + \frac{C^2\left(\frac{i}{i_0}\right)^2 E^2 Z}{i_0}}. \quad (11)$$

Hierbei bedeutet $C_{\frac{i}{i_0}}$ die von jedem Strahlenteilchen (oder von jedem γ-Strahlimpuls) im Kondensator gebildete Anzahl Teilchen einer Art bei dem Multiplikationsverhältnisse $\frac{i}{i_0}$.

§ 8. Wie man ohne weiteres sieht, wird der allgemeine Verlauf der Kurven von Fig. 2 durch Gleichung (11) dargestellt. Ist der durch Stoß erzeugte Strom Null, also $i = i_0$, so wird das erste Glied unter der Wurzel Null, es bleibt die reine Schweidlersche Schwankung, nämlich

$\varepsilon = \bar{\varepsilon} i_0 = C E \sqrt{Z}$ identisch mit Gleichung (1).

Wird der durch Stoß erzeugte Strom sehr groß, so wird $\frac{i - i_0}{i^2} = 0$, man erhält dasselbe Resultat. Zwischen diesen beiden i-Werten muß also ein Maximum von $\bar{\varepsilon}$ liegen.

§ 9. Die Gleichung (10) enthält nun nur Werte, die experimentell bestimmbar sind, so daß man prüfen kann, ob die berechneten Kurven $\bar{\varepsilon} = f(i)$ mit den beobachteten übereinstimmen. Es ist dazu die Berechnung von i notwendig, also des Stromes, der in einem Plattenkondensator zustande kommt, wenn ein äußerer Ionisator in ihm eine gleichmäßige Volumionisation hervorbringt und sowohl die Elektronen als auch die positiven Ionen durch Stoß ionisieren. Man erhält hierfür[1]):

$$i = \frac{i_0}{\alpha l} \cdot \frac{e^{l(\alpha-\beta)} - 1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{l(\alpha-\beta)}}, \quad (12)$$

worin i_0 den gewöhnlichen Sättigungsstrom und l den Abstand der Platten bedeutet. α und β haben dieselbe Bedeutung wie oben.

---

1) Herr H. Reißner hatte die große Liebenswürdigkeit, mir die folgende Ableitung dieser Formel zu geben. Ich bin ihm dafür zu großem Danke verpflichtet.

Man betrachte einen zu den Kondensatorplatten senkrecht stehenden Streifen von dem Querschnitte 1 und der Länge l gleich dem Abstande der Platten, und nenne x die Entfernung eines Punktes des Streifens von der einen Platte. Ferner sei N_0 die Zahl der in der Zeiteinheit und Volumeneinheit durch die äußere Bestrahlung erzeugten Teilchen einer Art, A und B die dort pro Volumeneinheit zur Zeit t vorhandenen Elektronen bezw. positiven Ionen, v_1 bezw. v_2 die mittleren Geschwindigkeiten der negativen bezw. positiven Teilchen und α und β mögen die oben angegebenen Bedeutungen haben. Dann ergibt sich zunächst die zeitliche Änderung der Dichten beider Teilchenarten aus der Erzeugung und Zuströmung durch die folgenden Gleichungen:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = -\frac{\partial A}{\partial x} v_1 + A\alpha v_1 + B\beta v_2 + N_0$$
$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{\partial B}{\partial x} v_2 + A\alpha v_1 + B\beta v_2 + N_0.$$

Im stationären Zustande werden die linken Seiten gleich Null und man erhält zwei simultane totale lineare Differentialgleichungen erster Ordnung mit konstanten Koeffizienten, deren Integrale lauten:

$$A = \xi_1 e^{(\alpha-\beta)x} + \xi_2 - \frac{N_0}{2\alpha v_1}$$
$$B = -\xi_1 \frac{v_1}{v_2} e^{(\alpha-\beta)x} - \xi_2 \frac{\alpha}{\beta} \frac{v_1}{v_2} - \frac{N_0}{2\beta v_2}$$

wo ξ_1 und ξ_2 Integrationskonstanten sind.

Als Grenzbedingungen sind nun einzuführen:

Die Anzahl der pro Zeiteinheit aus dem Felde herausgeschafften Elektronen bezw. positiven Ionen muß dieselbe sein, also:

$$A_l \cdot v_1 = B_0 \cdot v_2.$$

Ferner muß die Dichte der positiven Ionen an der positiven Platte gleich Null sein, was aus der zweiten Differentialgleichung hervorgeht, wenn man festsetzt, daß

Tabelle 6.

$p = 1$ mm Hg; $i_0 = 1$; $l = 0{,}5$; $\lambda_n = 0{,}044$.

$\mathfrak{E}$	α	β	$i = \frac{i_0}{\alpha l} \frac{e^{l(\alpha-\beta)} - 1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{l(\alpha-\beta)}}$	$(1 - \alpha\lambda_n)$	$\frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{E}}$
300	4,44	0,0053	3,73	0,805	0,397
350	5,13	0,0141	4,80	0,774	0,358
400	5,83	0,0229	6,42	0,743	0,313
450	6,39	0,0400	8,49	0,719	0,273
500	6,95	0,0577	11,9	0,694	0,231
550	7,41	0,0776	17,5	0,674	0,190
600	7,87	0,0987	31,5	0,654	0,142
650	8,33	0,120	118	0,633	0,073
660	8,40	0,124	201	0,630	0,056
670	8,48	0,128	1171	0,627	0,023
700	8,70	0,140	∞		0,000

α und β sind aus den Arbeiten Townsends als Funktion der Feldstärke und des Druckes bekannt, und zwar sind zu der folgenden Berechnung die α-Werte der Fig. 4, Phil. Mag. (6) **3**, 571, 1902, die β-Werte der Fig. 3, Phil. Mag. (6) **6**, 610, 1903 entnommen. Die Berechnung ist ausgeführt für die Drucke $p = 1$ mm, $p = 2$ mm Hg und den Elektrodenabstand $l = 0{,}5$ cm. Die Werte von β unterhalb $\mathfrak{E} = 350$ resp. 700 Volt pro Zentimeter mußten allerdings extrapoliert werden, da die Townsendschen Bestimmungen nicht weit genug gehen, was einige Unsicherheit bei den betreffenden Stromwerten ergibt.

Mit genügender Annäherung läßt sich noch Gleichung (10) zur Berechnung vereinfachen, wenn man bemerkt, daß β nur $^1/_{300}$ bis $^1/_{900}$ von α ist. Es ergibt sich dann:

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{\frac{i - i_0}{i^2}}\, E\,(1 - \alpha\lambda_n). \qquad (10a)$$

Da es auch nur auf den Verlauf der Funktion ankommt, so kann E unter der Wurzel fortgelassen werden. Zur Berechnung fehlt nur noch λ_n. Wie eine leichte Rechnung zeigt[1]), ist bei Stoßionisation die Geschwindigkeit der neutralen Gasmolekel vermöge ihrer Temperatur gegenüber der Geschwindigkeit der Elektronen, die durch das elektrische Feld hervorgerufen ist, zu vernachlässigen. Die mittlere freie Weglänge eines sehr kleinen und sehr schnell bewegten Körpers ist aber nach Maxwell[2]) $4\sqrt{2}$ mal so groß wie die mittlere freie Weglänge der Gasmolekel, zwischen denen der kleine Körper bewegt wird. Dieses ergibt für λ_n bei $p = 1$ mm und 20^0

$$\lambda_n = 0{,}044 \text{ cm}.$$

In Tabelle 6 ist $\bar{\varepsilon}$ als Funktion von $\mathfrak{E}$ für den Druck $p = 1$ mm Hg, sowie die zur Berechnung nötigen Werte eingetragen. Der Sättigungsstrom ist willkürlich $i = 1$ gesetzt.

Tabelle 7 enthält dasselbe für den Druck $p = 2$ mm, der Sättigungsstrom ist aber $i_0 = 2$ gesetzt. Das geschieht deshalb, weil bei gegebener Stellung des Ra in den Versuchen die primäre Ionisation proportional dem Drucke ist.

Die Berechnungen der Tabellen 6 und 7 gehen nur mit einiger Sicherheit bis $\mathfrak{E} = 300$ bzw. 600 Volt pro Zentimeter. Um auch ein Urteil über den Verlauf der Funktion unterhalb dieser Feldstärken zu haben, ist hierfür die Stoßionisation der positiven Ionen vernachlässigt, also $\beta = 0$ gesetzt, was keinen allzu großen Fehler mehr macht[3]). Der Gesamtstrom im Kondensator berechnet sich in diesem Falle als[4])

$$i = \frac{i_0}{\alpha l}\left(e^{\alpha l} - 1\right).$$

---

aus der positiven Platte keine positiven Teilchen austreten, also

$$B_l = 0$$

(A_0 ist aber nicht etwa auch gleich Null, da man sich vorstellen muß, daß aus der negativen Platte Elektronen zur Neutralisation der positiven Ionen austreten).

Damit ergeben sich die Integrationskonstanten:

$$\xi_1 = \frac{N_0}{v_1 \alpha} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha-\beta)l}}$$

$$\xi_2 = \frac{-N_0}{2 v_1 \alpha} \frac{1 + \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha-\beta)l}}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha-\beta)l}}.$$

Der Strom für $x = 0$ bezw. $x = l$ ist daher:

$$i = E A_l v_1 = E B_0 v_2$$

oder

$$i = \frac{E N_0}{\alpha} \frac{e^{(\alpha-\beta)l} - 1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha-\beta)l}}.$$

Hieraus ergibt sich Gleichung (12), wenn man bedenkt, daß $i_0 = N_0 l \mathfrak{E}$ ist.

---

1) John S. Townsend, Phil. Mag. (6), 1, 209, 1901.

2) J. C. Maxwell, Phil. Mag. (4) **19**, 29, 1860.

3) Das ersieht man, wenn man in den Tabellen 6 und 8 die i-Werte bei $\mathfrak{E} = 300$, in den Tabellen 7 und 9 die i-Werte bei $\mathfrak{E} = 600$ vergleicht.

4) J. S. Townsend, Phil. Mag. (6), 1, 207, 1901.

Tabelle 7.

$p = 2$ mm Hg; $i_0 = 2$; $l = 0{,}5$; $\lambda_n = 0{,}022$.

$\mathfrak{E}$	α	β	$i = \frac{i_0}{\alpha l} \cdot \frac{e^{l(\alpha-\beta)} - 1}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{l(\alpha-\beta)}}$	$(1 - \alpha\lambda_n)$	$\frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{E}}$
600	8,88	0,0106	42,0	0,805	0,135
610	9,02	124	45,6	802	0,129
620	9,16	141	49,6	798	0,124
630	9,30	159	53,6	795	0,119
640	9,44	176	58,8	792	0,114
650	9,58	194	65,0	789	0,109
660	9,71	212	72,6	786	0,103
670	9,85	229	81,0	783	0,097
680	9,99	247	91,8	780	0,091
690	10,13	264	103	777	0,086
700	10,27	282	120	774	0,080
710	10,41	300	142	767	0,073
720	10,55	317	173	767	0,066
730	10,69	335	218	765	0,059
740	10,83	352	280	762	0,053
750	10,97	370	434	759	0,042
760	11,10	388	702	756	0,033
770	11,24	405	3682	753	0,014
780	11,38	423	∞		0,000

Die Werte von α sind jetzt den Fig. 3 und 4, Phil. Mag. (6) **3**, 570 u. 571, 1902 entnommen. Der Sättigungsstrom ist wieder $i_0 = 1$ bzw. $i_0 = 2$ gesetzt. Tabelle 8 und 9 enthält die Werte.

Tabelle 8.

$p = 1$ mm Hg; $i_0 = 1$; $l = 0{,}5$; $\lambda_n = 0{,}044$.

$\mathfrak{E}$	α	$i = \frac{i_0}{\alpha l}\left(e^{\alpha l} - 1\right)$	$(1 - \alpha\lambda_n)$	$\frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{E}}$
80	0,39	1,11	0,983	0,296
120	1,08	1,33	0,952	0,421
160	1,82	1,63	0,920	0,467
200	2,55	2,03	0,888	0,471
250	3,61	2,82	0,841	0,410
300	4,44	3,70	0,805	0,397

Tabelle 9.

$p = 2$ mm Hg; $i_0 = 1$; $l = 0{,}5$; $\lambda_n = 0{,}022$.

$\mathfrak{E}$	α	$i = \frac{i_0}{\alpha l}\left(e^{\alpha l} - 1\right)$	$(1 - \alpha\lambda_n)$	$\frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{E}}$
120	0,242	2,13	0,995	0,169
200	1,43	2,93	0,969	0,324
300	3,26	5,03	0,928	0,334
400	5,10	9,25	0,888	0,275
500	7,22	19,9	0,841	0,195
600	8,88	37,7	0,805	0,142

§ 10. In Fig. 3 sind die berechneten Werte $\varepsilon = f(i)$ für die Drucke 1 und 2 mm eingetragen. Wie man sieht, stimmt der theoretische Verlauf der Kurven gut mit dem experimentell bestimmten (abzüglich der Schweidlerschen Schwankung) überein. Es verschieben sich auch hier die Maxima mit höheren Drucken zu größeren Stromwerten und nehmen dabei an Höhe ab. Ferner ergibt sich, daß der starke Abfall der $\bar{\varepsilon}$-Werte gerade bei den Potentialen stattfindet, bei denen er beobachtet wurde (nahe dem Entladepotential).

Es ist nicht möglich, diese Berechnungen für noch höhere Drucke auszuführen, weil dazu die erperimentell bestimmten Werte von β fehlen; man müßte zu weit extrapolieren, so daß man den Zahlen kein Vertrauen mehr schenken könnte. Nimmt man einfach nur Elektronenstoß an, so ist die Berechnung ausführbar und man kann sich überzeugen, daß das gleiche Verhalten auch bei den höheren Drucken bestehen bleibt. Dieses ist ausgeführt in der Arbeit des Herrn Ad. Müller (vgl. Anmerkung auf S. 223, rechte Spalte).

Es ist ferner nicht angängig, den absoluten Wert der $\bar{\varepsilon}$ bei bestimmten Feldstärken aus der Theorie zu berechnen, um sie dann mit den beobachteten Werten zu vergleichen. Denn einmal konnte i_0 nicht gemessen werden (man müßte dazu eine ganz außerordentlich empfindliche Methode haben), und zweitens sind die beobachteten $\bar{\varepsilon}$-Werte noch eine Funktion der Schwingungsdauer der Elektrometernadel. Das kommt daher, weil das Elektrometer die Schwankungen vermöge seiner Trägheit über eine gewisse Zeit integriert. Wegen dieser Schwierigkeit vgl. die Arbeit von Meyer und Regener sowie meinen zusammenfassenden Bericht über die Schweidlerschen Schwankungen l. c.

Während das qualitative Verhalten der theoretischen und der beobachteten Kurven gut übereinstimmt, läßt sich aber ein Punkt angeben, in dem sicher keine quantitative Über-

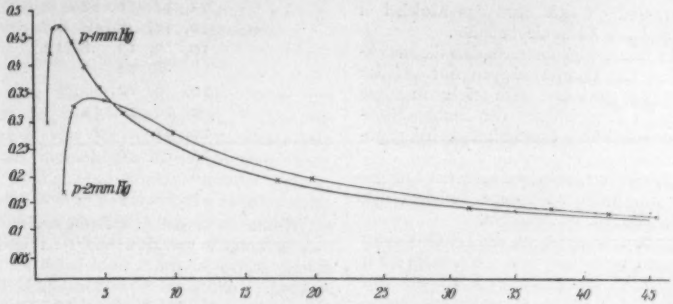


Fig. 3.

einstimmung statthat. Das Maximum der berechneten Kurven liegt

für $p = 1$ mm Hg etwa bei 220 Volt pro Zentimeter,
„ $p = 2$ mm „ „ 275 „ „ „

während es viel näher dem Entladepotential gefunden wurde, etwa in der Nähe von 720 Volt. (Die genauen Zahlen lassen sich nicht angeben, weil $\bar{\varepsilon}$ als Funktion der Stromstärke gemessen wurde, das an C angelegte Potential aber nicht genau seinem Wert nach bestimmt wurde. Vgl. über diesen Punkt noch § 11.)

Es könnte aber auch sein, daß die Townsendschen α- bzw. β-Werte etwas zu groß sind, was daraus geschlossen werden kann, daß man aus ihnen eine zu kleine Ionisierungsspannung erhält[1]). Wäre dieses wirklich der Fall, so würden sich die berechneten Maxima zu größeren Stromwerten (also auch nach größeren Feldstärken) hin verschieben.

Es läßt sich aus der Theorie noch folgender Schluß ziehen. Geht man bei konstantem Druck mit dem Ra in größere Abstände von dem Kondensator C, so wird die primäre Ionisation i_0 kleiner. Wie man aus der Formel 10a leicht ersieht, müssen dann, weil i proportional i_0 ist, die $\bar{\varepsilon}$ proportional $\frac{1}{\sqrt{i_0}}$ werden. Man kann das auch so ausdrücken:

$$\bar{\varepsilon}_{1max} : \bar{\varepsilon}_{2max} = \sqrt{i_{2max}} : \sqrt{i_{1max}} = \sqrt{i_{02}} : \sqrt{i_{01}},$$

wobei sich die $\bar{\varepsilon}$- und i-Werte auf die Stellen der Maxima beziehen. Herr Ad. Müller, der auf meine Veranlassung hin im Physikalischen Institute der Universität Zürich die Schwankungen bei Stoßionisation genauer in weitem Druckbereiche sowie bei veränderter primärer Ionisation usw. untersucht hat[1]), konnte diese Beziehung befriedigend verifizieren.

§ 11. Mängel der Theorie. Wenn auch der qualitative Verlauf der Kurven darauf hinzudeuten scheint, daß die Grundlagen der Theorie nicht ganz verfehlt sind, so ist doch Gewicht darauf zu legen, daß eine quantitative Übereinstimmung nicht in allen Punkten erreicht ist. Es ist aber zu bedenken, daß die Theorie nur eine angenäherte sein kann, weil sie eine Reihe vereinfachender Annahmen macht, die hier in der Hauptsache aufgezählt werden sollen.

1. Herr Einstein hatte die Freundlichkeit, mich auf folgendes aufmerksam zu machen. Es kann keinem Zweifel unterliegen, daß die pro Zeiteinheit stattfindende Anzahl Gesamtstöße der Elektronen sowie der Ionen (N_n und N_p) nicht vollkommen konstant ist, sondern ebenfalls Schwankungen unterliegt. Nur dem Umstande, daß sich das Ionisationsgleichgewicht nicht momentan herstellt (vgl. § 12), ist es zuzuschreiben, daß man mit der in einem größeren Zeitraume stattfindenden Anzahl Gesamtstöße rechnen darf. Ein Fehler, der die berechneten Schwankungen zu klein werden läßt, bleibt jedenfalls bestehen.

2. Es ist angenommen, daß man in C immer ein homogenes Feld hat. Auf die Feldverzerrungen durch das Vorhandensein der Ionen ist nicht Rücksicht genommen.

3. Es ist angenommen, daß Stoßionisation dann eintritt, falls das stoßende Teilchen den Minimalwert K bzw. K' der kinetischen Energie erreicht hat. Vernachlässigt ist dabei der Einfluß, ob man es mit zentralem Stoße oder nicht

1) J. Stark, Phil. Mag. (6), **6**, 116, 1903; Ann. d. Phys. (4), **7**, 437, 1902. Ferner ist darauf hinzuweisen, daß in neuerer Zeit als Minimalwert der Ionisierungsspannung für Elektronen gefunden wurde: 11 Volt (P. Lenard, Ann. d. Phys. [4] **8**, 149, 1902); 10 Volt (O. v. Baeyer, Ber. d. Dtsch. Phys. Ges. **6**, 96, 1908); 8 Volt (H. Dember, Ann. d. Phys. [4] **30**, 137, 1909).

1) Die Versuche sollen in der demnächst erscheinenden Dissertation des Herrn Adolf Müller veröffentlicht werden.

zu tun hat, und ob sich etwa das Molekel in einem besonderen Zustande befindet.

4. Es ist ferner angenommen, daß die stoßenden Teilchen ihre Geschwindigkeit nur auf der freien Weglänge gewinnen, nach erfolgtem Stoße aber keine, im Vergleich mit der Endgeschwindigkeit beträchtliche, Geschwindigkeitskomponente behalten[1]).

5. Bei Stößen mit geringer kinetischer Energie sollen nur verschwindend wenige Teilchen sich an neutrale Gasmolekel anlagern.

6. Wie oben bemerkt, ist der Einfluß einer Rekombination vernachlässigt. (Wahrscheinlich würde Berücksichtigung dieses Einflusses ein Verschieben der Maxima zu größeren Stromwerten ergeben.)

§ 12. Wenn es auch nach den Ergebnissen Townsends absolut sicher ist, daß bei den hier verwendeten Feldern nahe dem Entladepotential auch Stoßionisation durch die positiven Ionen vorhanden ist, so zeigte dieses auch noch direkt folgender Versuch.

Hatte sich bei einem Drucke von etwa 1 mm *Hg* Gleichgewicht eingestellt und zeigte die Elektrometernadel die Schwankungen, so beobachtete man folgendes, wenn plötzlich das *Ra* vor dem Kondensator fortgenommen wurde. Der Elektrometeranschlag ging nicht sofort auf Null, sondern langsam unter beständigen großen Schwankungen. Es konnte bis zu einigen Minuten dauern, bis der Ausschlag vollständig verschwunden war. Dieser Versuch zeigt erstens, daß man auch Stoß der positiven Teilchen hat, daß man sich also gerade an der Grenze zwischen unselbständiger und selbständiger Entladung befindet. Zweitens aber dokumentiert sich auch, daß sich das Gleichgewicht nicht momentan einstellt, sondern eine beträchtliche Zeit dazu notwendig ist. Es liegen also die Verhältnisse so, wie man sie nach Herrn Einstein (§ 11) verlangen muß, um in der angeführten Weise rechnen zu können.

§ 13. Es kann wohl keinem Zweifel unterliegen, daß die beschriebene Erscheinung auch bei den Versuchen von Rutherford und Geiger[2]) mitgespielt hat. In der Tat waren die von den Verfassern beobachteten Elektrometerausschläge bei ihrer Multiplikationsmethode nicht konstant, wie folgende Zahlen, erhalten bei sehr guter Parallelität der eintretenden α-Strahlen, zeigen. (Die Ausschläge, die 2 α-Partikeln entsprechen, sind fortgelassen.)

11, 12, 10, 11
10, 11, 8
10, 9, 13, 8, 12,
8, 12
10, 6, 10
9, 10, 12, 11
10, 11
11, 13, 8
8
8, 12, 14, 6.

Wenn auch die Erklärungsweise für diese Schwankungen von Rutherford und Geiger richtig ist, so ist doch wohl auch als sicher anzunehmen, daß diese Unregelmäßigkeiten wenigstens teilweise durch die „Stoßschwankungen" bedingt sind.

§ 14. Zusammenfassung. 1. In der vorliegenden Arbeit wird folgende neue Erscheinung beschrieben. Ionisiert man durch einen radioaktiven Körper Luft, die sich zwischen zwei, nahe auf ihr Entladungspotential gebrachten Elektroden befindet, so zeigt sich, daß der entstehende Strom nicht konstant, sondern Schwankungen unterworfen ist. Diese Schwankungen, die sich über die „Schweidlerschen Schwankungen" des radioaktiven Körpers überlagern, werden als Funktion des Stromes und des Druckes gemessen.

2. Es wird eine Theorie der Erscheinung auf Grund einfacher Überlegungen aus der kinetischen Gastheorie gegeben. Beachtet man die Genauigkeitsgrenze sowohl der Theorie als auch der Versuche, so ergibt sich, daß die beobachteten Werte zum mindesten ihrem qualitativen Verlaufe nach der Theorie durchaus entsprechen.

3. Sollte sich diese Erklärungsweise als wirklich richtig erweisen, so hätte man einen Fall, in dem es möglich ist, mit unseren trägen Instrumenten die vorkommenden Abweichungen von den Mittelwertsgesetzen der kinetischen Gastheorie zu studieren.

Diese Untersuchung habe ich noch im Physikalischen Institute der Universität Zürich ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, dem Leiter des Instituts, Herrn Prof. Dr. Kleiner, für die bereitwillige Gewährung der nicht unbeträchtlichen Mittel meinen besten Dank auszusprechen.

Aachen, Januar 1910.

(Eingegangen 7. Februar 1910.)

1) Es ist dieses dieselbe Annahme, die auch der allgemeinen Stoßionisationstheorie von Townsend zugrunde liegt. Vgl. Phil. Mag. (6) 1, 211, 1901.

2) E. Rutherford und H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. 81, 145, 1908.

Zur experimentellen Entscheidung der Frage nach der Natur der γ-Strahlen.

Von E. v. Schweidler.

Von den Theorien über die Natur der γ-Strahlen hat wohl die größte Verbreitung jene — u. a. von Rutherford in seiner Darstellung der radioaktiven Erscheinungen akzeptierte —, welche sie in Analogie mit der üblichen Theorie der Röntgenstrahlen als elektromagnetische Vorgänge im Äther (Impulse) auffaßt, die der plötzlichen Beschleunigung eines Elektrons bei der Emission der β-Strahlen zugeordnet sind.

Dieser Ätherimpulstheorie steht aber eine andere, besonders von W. H. Bragg vertretene gegenüber, die auch den γ-Strahlen korpuskularen Charakter zuschreibt (Korpuskulartheorie).

Zwischen diese beiden Theorien schiebt sich nun jene Anschauungsweise ein, zu welcher man durch Übertragung der modernen Lichtquantenhypothese auf die γ-Strahlung gelangt. Unter Beibehaltung der der Ätherimpulstheorie entsprechenden Annahme, daß die γ-Strahlung ein elektromagnetischer Vorgang sei, gelangt man doch in vieler Beziehung zu einer der Korpuskulartheorie sehr nahestehenden Auffassung, insofern bei einem Elementarvorgang der Strahlung (dem die Emission eines einzelnen Elektrons begleitenden Prozeß) die emittierte Energie stets in einem kleinen Volumelemente konzentriert bleibt und sich nur nach einer bestimmten Richtung hin fortpflanzt.

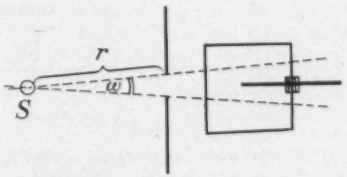
Wir wollen daher hier unter besonderer Betonung dieser letztgenannten Eigenschaften unter dem Namen „Korpuskulartheorie" die eigentliche Korpuskulartheorie Braggs und die sozusagen quasikorpuskulare Quantentheorie zusammenfassen, der Ätherimpulstheorie gegenüberstellen und die Frage aufwerfen, ob eine experimentelle Entscheidung zwischen diesen beiden Theorien möglich ist.

Dieses Problem steht in naher Beziehung zu den analogen Fragen, die J. Stark[1]) bezüglich der Natur der Röntgenstrahlen experimentell zu entscheiden sucht, doch wird die Methode der Lösung eine wesentlich abweichende sein müssen. Denn während bei der Röntgenstrahlung, die durch eine Kathodenstrahlung bestimmter Richtung erregt wird, ihre Dissymmetrie, bezw. der Grad ihrer Dissymmetrie, das entscheidende Merkmal bildet, ist für die γ-Strahlung eines radioaktiven Körpers eine Dissymmetrie von vornherein nicht zu erwarten, da ja der primäre Vorgang, die erzeugende β-Strahlung, im Durchschnitt nach allen Richtungen hin gleich ist.

1) J. Stark, diese Zeitschr. 10, 902, 1909.

Man erkennt aber leicht, daß eine eindeutige Entscheidung zwischen den beiden oben einander gegenübergestellten Auffassungen möglich ist, sobald es gelingt, die in einem Versuchsraume wirksamen Elementarprozesse zu zählen.

Bloß zur Vereinfachung der Ausdrucksweise sei provisorisch der Ätherimpulstheorie jene Form gegeben, die zunächst J. Stark[1]) formuliert hat, um sie zu widerlegen, die aber dann A. Sommerfeld[2]) als der korrekt durchgeführten elektromagnetischen Impulstheorie nicht entsprechend zurückgewiesen hat: die Behauptung nämlich, daß vom Zentrum der Emission (Stelle, an welcher eine Geschwindigkeitsänderung des Elektrons eintritt) sich die Strahlung in Form einer isotropen Kugelwelle ausbreite. Die Modifikationen, die sich ergeben, wenn diese theoretisch unhaltbare Annahme durch die korrekte ersetzt wird, sollen dann nachträglich angefügt werden.



Wir denken uns eine γ-strahlende Substanz S, die als „punktförmige" Strahlungsquelle betrachtet werden kann, ferner in einer Entfernung r von ihr einen undurchlässigen Schirm mit einem Loche, dessen räumlicher Winkel (von S aus gesehen) mit ω bezeichnet sei. Die das Loch passierenden Strahlen dringen in ein Gefäß, in dem die Intensität J des durchgelassenen Strahlenkegels durch die hervorgerufene Ionisation in relativem Maße bestimmt werden kann. Wird jetzt bei konstantem r das Loch verkleinert (auf den räumlichen Winkel ω'), so wird selbstverständlich die beobachtete Intensität J' im gleichen Verhältnis verkleinert: also $J' = J\frac{\omega'}{\omega}$.

Diese Beziehung ist aber vom Standpunkte der beiden Theorien aus verschieden zu interpretieren:

Nach der Ätherimpulstheorie bleibt die Zahl der Elementarprozesse oder, wie wir fernerhin kurz sagen wollen, die Zahl der wirksamen γ-Strahlen in beiden Fällen dieselbe, nur die Wirksamkeit (Ionisierungsstärke) eines einzelnen Strahles sinkt proportional der Verkleinerung des Flächenstückes, das das Loch aus der gesamten Oberfläche der Kugelwelle herausschneidet. Also:

1) J. Stark, l. c.
2) A. Sommerfeld, diese Zeitschr. 10, 969, 1909.

$$J = Z_1 k_1; \quad J' = Z_1 k'_1 = Z_1 \left(k_1 \frac{\omega'}{\omega}\right).$$

Nach der Korpuskulartheorie hingegen behält jede Korpuskel, die überhaupt das Loch passiert, auch ihre Wirksamkeit bei, es wird bloß dem räumlichen Winkel des Loches proportional die Zahl der durchgehenden Strahlen geändert, also:

$$J = Z_2 k_2; \quad J' = \left(Z_2 \frac{\omega'}{\omega}\right) k_2.$$

Sobald man daher imstande ist, den beobachteten Effekt J in seine Faktoren Z und k zu zerlegen, ist eine eindeutige Entscheidung zwischen beiden Auffassungen möglich. Dabei ist es vollkommen gleichgültig, ob der beobachtete Effekt J, die Ionisierung, unmittelbar durch die γ-Strahlen selbst oder mittelbar durch die von ihnen im Versuchsraum erzeugten Sekundärstrahlen hervorgerufen wird, solange man nur Proportionalität zwischen dem sekundären Effekte und der Intensität der primären γ-Strahlung annimmt.

Im selben Sinne wie eine Veränderung der absoluten Lochgröße, würde auch eine Variation der Distanz r wirken.

Ist aus radioaktiven Daten die Anzahl der von der Strahlungsquelle ausgehenden Strahlen (= Anzahl der unter begleitender γ-Strahlung zerfallenden Atome) bekannt und mit Z bezeichnet, so ist im obigen Beispiele:

$$Z_1 = Z; \quad Z_2 = Z \frac{\omega}{4\pi}$$

also schon durch einen Versuch bei gegebener Lochgröße und Distanz die experimentelle Prüfung durchgeführt.

Wir haben bisher vorausgesetzt, daß dem Elementarvorgang eine überall gleich beschaffene Kugelwelle entspricht. Wie A. Sommerfeld[1]) ältere Ergebnisse rekapitulierend ausführt, ist diese Annahme eine unzutreffende, da auch nach der Ätherimpulstheorie die Intensität der Strahlung nach verschiedenen Richtungen hin verschieden ist. Infolge dieses Umstandes ist daher auch vom Standpunkt dieser Theorie die Zahl der wirksamen γ-Strahlen, welche in der oben beschriebenen Versuchsanordnung das Loch passieren, eine geringere als die Gesamtzahl der von S emittierten, da alle jene Strahlen, für die eine Richtung geringer Wirksamkeit innerhalb des Raumwinkels ω fällt, auszuscheiden sind. Doch zeigt eine rohe Annäherungsrechnung, daß dieser Einfluß der Dissymmetrie des einzelnen Impulses praktisch von geringer Bedeutung ist.

Bezeichnet φ den Winkel zwischen einer beliebig gewählten Richtung und dem Beschleunigungsvektor des Elektrons, welches den Impuls hervorruft, so entnimmt man für den Fall, daß die Elektronengeschwindigkeit ein Drittel der Lichtgeschwindigkeit sei (also ungefähr den Verhältnissen bei γ-Strahlung entsprechend), der von Sommerfeld gegebenen Kurve III folgende Zahlenwerte der in diese Richtung fallenden Strahlungsintensität $\mathfrak{S}$ in willkürlichen Einheiten:

φ	$\mathfrak{S}$	φ	$\mathfrak{S}$
0°	0	100°	77
10°	11	110°	64
20°	22	120°	50
30°	41	130°	35
40°	66	140°	25
50°	85	150°	14
60°	96	160°	8
70°	100	170°	4
80°	97	180°	0
90°	90		

Wird daher die Strahlungsintensität in drei Stufen eingeteilt:

schwach für $\mathfrak{S} = 0$ bis 33,
mittel „ $\mathfrak{S} = 33$ „ 67,
stark „ $\mathfrak{S} = 67$ „ 100,

und die Verteilung der Intensität über die verschiedenen Zonen untersucht, so erhält man:

Zone	Flächeninhalt	$\mathfrak{S}$
0°—25°	$4\pi r^2 \times 0{,}05$	schwach
25°—40°	$4\pi r^2 \times 0{,}07$	mittel
40°—90°	$4\pi r^2 \times 0{,}38$	stark
90°—110°	$4\pi r^2 \times 0{,}17$	stark
110°—130°	$4\pi r^2 \times 0{,}17$	mittel
130°—180°	$4\pi r^2 \times 0{,}16$	schwach

Die Summierung ergibt, daß von der Kugeloberfläche rund 55 Proz. von starker, 24 Proz. von mittlerer und 21 Proz. von schwacher Strahlung getroffen werden.

Ein kleines Loch, dessen räumlicher Winkel $\omega = 4\pi \times 0{,}01$ ist, wird also nach der Korpuskulartheorie nur von 1 Proz. der von S überhaupt emittierten Strahlen passiert, während nach der Ätherimpulstheorie etwa 80 Proz. mit starker oder mittlerer Intensität hindurchdringen, so daß die Größenordnung der Strahlenanzahl durch die Einführung der korrekten Annahmen nicht geändert wird.

Nachdem so die Lösung des Problems im Prinzip auf die Zählung der in einen Versuchsraum eindringenden γ-Strahlen zurückgeführt ist, ist die praktische Ausführbarkeit einer solchen Zählung zu untersuchen.

a) Eine direkte Zählung der hypothetischen γ-Korpuskeln wäre denkbar durch Beobachtung szintillierender Fluoreszenz, wie es ja bei α-Strahlen tatsächlich ausgeführt wurde (vgl. eine Bemer-

1) A. Sommerfeld, l. c.

kung von H. Rubens[1]) in der Diskussion nach dem Vortrage A. Einsteins bei der 81. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte in Salzburg). Doch ist derzeit an der durch γ-Strahlen hervorgerufenen Fluoreszenz eine Diskontinuität nicht erweisbar, ohne daß dieser Befund bindend wäre im Sinne einer definitiven Entscheidung gegen die Korpuskulartheorie.

b) Eine zweite direkte Methode der Zählung von γ-Strahlen ist denkbar durch Anwendung jener Versuchsanordnung, mit der E. Rutherford und H. Geiger[2]) die Zählung von α-Partikeln durchgeführt haben. Sie besteht darin, daß die zu untersuchende Strahlung in ein Ionisierungsgefäß geleitet wird, dessen Elektroden auf eine nahe an das Entladungspotential heranreichende Spannung geladen sind; die primär durch die Absorption der Strahlung gebildeten Ionen erzeugen dann durch Ionenstoß sekundär neue Ionen, so daß der einem einzelnen Elementarprozesse entsprechende Ionisierungseffekt die Schwelle der Meßbarkeit überschreitet.

Es scheint aber hierzu notwendig zu sein, daß die Zahl der primär erzeugten Ionen eine nicht zu kleine sei. Wenigstens geben die genannten Autoren an, daß die Wirkung eines einzelnen β-Strahles auf diese Weise nicht erkennbar war; um so weniger ist ein Erfolg zu erwarten bei γ-Strahlen, deren ionisierende Wirkung noch bedeutend geringer als die der β-Strahlen ist.

c) Neben diesen beiden direkten Methoden, die freilich vorzuziehen wären, falls sie doch experimentell durchführbar sein sollten, gibt es noch eine indirekte Methode, die sich auf die Schwankungen der radioaktiven Umwandlung[3]) gründet.

Ist Z die durchschnittliche Anzahl der Atome, die innerhalb eines beliebigen Zeitintervalles zerfallen, so wird tatsächlich in irgendeinem einzelnen Versuche diese Zahl sein: $Z(1 \pm \delta)$ und die mittlere Abweichung vom Normalwerte Z bei zahlreichen (n) wiederholten Versuchen ist gegeben durch:

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{\Sigma \delta^2}{n-1}} = \frac{1}{\sqrt{Z}}.$$

Wird also die Schwankung des von einer Strahlung hervorgerufenen Ionisierungseffektes um ihren Mittelwert untersucht, so kann hieraus die Zahl der Elementarprozesse berechnet werden.

Freilich wirkt auch hier die geringe Ionisierungsstärke der γ-Strahlen hinderlich, so daß eine direkte Beobachtung der Schwankung aussichtslos wäre; denn bei kleinen Werten von Z (daher prozentuell großer Schwankung) ist der Effekt der Strahlung überhaupt nicht erkennbar, bei hinreichend großen Werten von Z wird wieder die Schwankung, in Bruchteilen des Mittelwertes ausgedrückt, so klein, daß die praktisch erreichbare Genauigkeit der Messung zu ihrer Konstatierung nicht ausreicht.

Durch Anwendung einer Differentialmethode, wie sie zuerst K. W. F. Kohlrausch[1]) angewandt hat, wäre aber gleichwohl auch die Schwankung der durch γ-Strahlen hervorgerufenen Ionisierung empirisch nachweisbar, wie sich ergibt durch die numerische Berechnung bei realisierbaren Versuchsbedingungen.

Eine experimentelle Durchführung der hier geschilderten Methode ist in Vorbereitung, doch wäre es bei der allgemeinen Bedeutung des zu lösenden Problemes wünschenswert, daß auch anderwärts die gleiche Untersuchung durchgeführt würde.

1) K. W. F. Kohlrausch, Wien. Ber. 115, 673, 1906.

Wien, II. Physikal. Institut, 12. Febr. 1910.

(Eingegangen 14. Februar 1910.)

1) Diese Zeitschr. 10, 826, 1909.
2) E. Rutherford u. H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. 81, 141, 1908.
3) E. v. Schweidler, Int. Congr. de Rad., Liège 1905, auch E. Meyer, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 5, 423, 1908.

Über die Zerfallsprodukte von Radium und Thor in der Atmosphäre.

Von D. Pacini.

Es ist bekannt, daß ein negativ elektrischer Draht, welcher der freien Luft ausgesetzt wird, hauptsächlich durch die Zerfallsprodukte der Radium- und Thoremanationen aktiviert wird.

Verschiedene Forscher haben sich schon mit der Frage beschäftigt, welcher Anteil der induzierten Radioaktivität des Drahtes dem Radium zuzuschreiben ist und welcher dem Thor. Ich komme noch zurück auf die Arbeiten von Bumstead[1]), der bei zwölfstündiger Aktivierungszeit in New Haven findet, daß 15 Proz. der gesamten Aktivität dem Thor zukommt und von Blanc[2]), der bei dreitägiger Aktivierungszeit in Rom 75 Proz. der gesamten Aktivität dem Thor zuschreibt.

Im April 1908 veröffentlichte Dadourian im „Radium" als Ergebnis einer Versuchsreihe in New Haven mit einem 4 Tage lang aktivierten Drahte, daß 20—30 Proz. der anfänglichen Gesamtaktivität den Zerfallsprodukten des Thor zuzuschreiben sind. Dadourian berechnet auch, in welchem Verhältnis die Radium- und Thor-

1) Bumstead, Am. Journal of Science 1904.
2) G. A. Blanc, Nuovo Cimento 1907, S. 199.

emanationen in der Nähe des Drahtes in der Luft vorhanden sein müßten, um die beobachteten Zerfallsprodukte auf dem Drahte hervorbringen zu können. Allerdings übersieht Dadourian dabei einen Punkt, und daher sollen hier nicht seine Resultate angeführt werden, sondern die, welche Wilson[1]) kürzlich erhielt bei Wiederaufnahme von Dadourians Berechnungen.

Wilson findet bei Aktivierungszeiten von 3 bis 8 Stunden in Manchester, daß ungefähr 62 Proz. dem Thor angehören und gibt die Zahl 3700 an für das Verhältnis der Radium- und Thor-Emanationen, die in Manchester während seiner Versuche in der Luft vorhanden waren. — Aus den Resultaten von Blanc in Rom erhält man für dieses Verhältnis Werte zwischen 2600 und 4000, und für New Haven aus Dadourians Zahlen Werte zwischen 9000 und 18 000.

Über eine weitere ausgedehnte Beobachtungsreihe berichtet F. A. Harvey[2]). Er hat 26 Aktivierungen in Berkeley in California ausgeführt und 9 in Denver in Colorado mit Spannungen, die zwischen 500 und mehr als 5000 Volt variierbar waren; unter anderem schloß er aus seinen Beobachtungen, daß die Halbwertszeit nicht konstant sei, sondern zwischen 30 Minuten und $5^h\ 30'$ schwanke und daß der Prozentsatz der induzierten Aktivität, welcher dem Thor zukommt, zwischen 10,6 Proz. bis 76 Proz. wechsele, und zwar hänge er ab von dem Potential des Drahtes und vom Luftdruck. Ferner sagt Harvey, daß bei Westwind der größte Prozentgehalt an Thor zu konstatieren war und da dieser Wind vom Stillen Ozean her, über ungefähr 2,4 Meilen Sumpfland kam, so schließt er daraus, daß entweder die Luft über dem Stillen Ozean reich sei an Thor-Emanation im Gegensatz zu dem, was ich für den Ligurischen Meerbusen konstatiert habe, oder daß in den Sümpfen viel Thorsalze enthalten seien[3]). — Die größten Aktivierungszahlen erhält er bei Nordwind, zugleich mit dem größten Gehalt an Radiumprodukten.

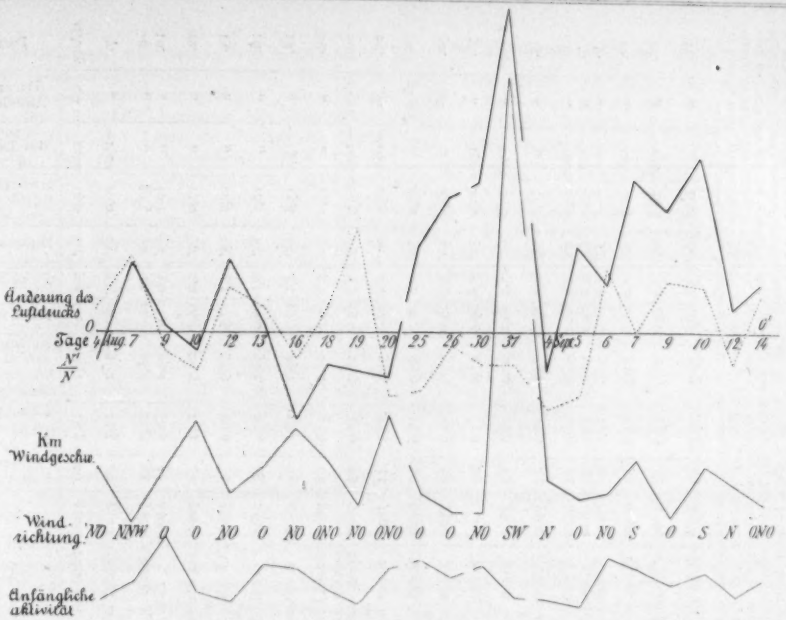
Die Versuche, über welche ich hier berichten will, hatten den Zweck, das oben genannte Verhältnis von Radium- und Thor-Emanation in freier Luft, an einem hochgelegenen, dem Winde offen ausgesetzten Orte zu prüfen, und ferner die Abhängigkeit dieses Verhältnisses von den meteorologischen Umständen zu untersuchen.

Die Versuche wurden ausgeführt in dem meteorologischen Observatorium in Sestola; es liegt ungefähr 1090 m über dem Meere, auf einem alle anderen überragenden Hügel; nur im SSO und W steigt der Apennin empor, der dort im Monte Cimone eine Höhe von 2000 m erreicht. — Die Versuche wurden im August und September 1909 ausgeführt. Auf dem Gipfel des felsigen Hügels, 3 m über dem Boden, wurde ein Kupferdraht von 12 m Länge ausgespannt und durch eine sorgfältig isolierte Batterie von Zamboni-Säulen negativ elektrisch geladen. Von den 22 ausgeführten Aktivierungen wurden 20 auf 4 Stunden ausgedehnt, von ungefähr 8 Uhr morgens, bis ungefähr 12 Uhr mittags; eine dauerte 4 Std. 22′ und eine $3^h\ 30'$. Vor und nach jedem Versuche wurde der Spannungsverlust des Elektrometers bestimmt, mit welchem das Abklingen des Drahtes beobachtet wurde; dieser Spannungsverlust war stets ungefähr 6 Volt pro Stunde. — Die Aufnahme der Abklingungskurve wurde 5 Minuten nach Abnahme der Spannung begonnen und über mehr als 5 Stunden ausgedehnt.

Aus den letzten Ablesungen kann man leicht für die vorhergehende Zeit die entsprechenden Werte für die Abklingungskurve des Thors entnehmen, und da die Totalaktivität in den einzelnen Zeitpunkten bekannt ist, kann man ohne weiteres die Kurve für das Radium aufzeichnen.

Es ist leicht zu zeigen, daß das Gleichgewicht in bezug auf Radium praktisch nach 4stündiger Aktivierung erreicht ist; es muß aber die Zunahme an induzierter Aktivität berechnet werden, welche durch das Thor verursacht würde, falls die Aktivierung bis zur Erreichung des Gleichgewichts für die Thorzerfallsprodukte weiter geführt würde. Dann können wir für jeden Versuch das Verhältnis der durch Thor und der durch Radium induzierten Aktivität bei erreichtem Gleichgewichtszustand feststellen. Mit Hilfe dieses Verhältnisses und mit Hilfe der bekannten radioaktiven Konstanten der Radium- und Thor-Emanationen und des bekannten Verlaufes der von den Zerfallsprodukten *ThB*, *ThC*, *RaA*, *RaC* ausgesandten α-Strahlen, können wir nun für jeden Versuch das Verhältnis $\frac{N'}{N}$ berechnen, d. h. das Verhältnis der Radium- und Thor-Emanationen, welche in einem Kubikmeter Luft in der Nähe des Bodens zurzeit der Aktivierung vorhanden waren, wobei angenommen wird, daß die Aktivität des Drahtes durch den Zerfall der

1) W. Wilson, Phil. Mag. 1909, S. 321.
2) F. A. Harvey, The Phys. Rev. **28**, 188, 1909.
3) Bevor nicht durch direkte Versuche erwiesen wird, daß die Luft über dem Stillen Ozean mehr Thorprodukte enthält, als die Luft über dem Atlantischen Ozean (siehe: Pacini, Nuovo Cim. 1908, S. 24 u. Runge, Göttinger Nachr. 1907) und über dem Mittelmeere, muß die erste Hypothese ausgeschlossen werden.



Emanationen in der Nachbarschaft des Drahtes selbst entsteht.

In der umstehenden Tabelle sind die Ergebnisse der Versuche und der Berechnung ausführlich wiedergegeben. Ferner findet man dort die meteorologischen Daten für die Versuchstage; für die Tage dazwischen sind kurze Bemerkungen hierüber in den Fußnoten enthalten.

Wie man aus der 3. Spalte der Tabelle sieht, variierte das Potential des Drahtes zwischen 1400 und 1600 Volt an den verschiedenen Tagen; diese Änderungen haben keinen sichtbaren Einfluß weder auf die gesamte erzielte Aktivität, noch auf das Verhältnis $\frac{N'}{N}$, so daß man sagen kann, der Einfluß von Spannungsschwankungen dieser Größenordnung ist zu vernachlässigen neben dem Einflusse der andern Faktoren.

Versuchsergebnisse. — Die Zahlen der vierten Spalte geben den Anfangswert der Dispersion in Volt in der ersten Minute an, und aus dem Vergleiche dieser Zahlen kann man auf die Menge radioaktiver Substanzen schließen, die sich bei den einzelnen Versuchen auf dem Drahte niedergeschlagen haben.

Die Halbwertszeiten schwankten bei 17 von 22 Beobachtungen zwischen 56′ und 65′; der kleinste Wert war 52′, der größte 85′, welchem 29 Proz. und 73 Proz. Thor-Induktion entsprechen. In meinem Falle also, wo die Aktivierung fast immer die gleiche Dauer von 4 Stunden hatte und die Messungen 5 Minuten nach Abnahme der Spannung begannen, variierten die Halbwertszeiten nur wenig, im Vergleich mit den Harveyschen Werten, die von 33′ bis $5^1/_2{}^h$ schwanken.

Die Gesamtaktivität bei erreichtem Gleichgewicht schwankt ungefähr im Verhältnis 1 : 2. — Es lassen sich aber diese Schwankungen weder mit der Temperatur in Zusammenhang bringen, noch mit der relativen Feuchtigkeit, noch mit dem mittleren Luftdruck während der Versuche. Auch der der Aktivierung vorausgehende Barometergang scheint keinen Einfluß zu haben auf die niedergeschlagenen radioaktiven Substanzmengen, wie man aus Kolonne 12 ersieht; so bleibt nur noch die Frage, ob die Änderung des Luftdrucks während und vor den Versuchen eine merkbare Wirkung ausübt. Man kann annehmen, daß in diesen Regionen des hohen Apennins, wo die Luft meistens bewegt ist, der Einfluß des Luftdruckes auf die Mengen aktiver Substanz in der Luft sich stets nur kurze Zeit über die Versuchszeit hinaus geltend macht; daher habe ich in Kolonne 14 die Druckänderungen binnen 6 Stun-

Datum	Dauer der Aktivierung	Spannung des Drahtes in Volt	Anfängl. Aktivität in Volt pro Minute	Halbwertszeit	$T'/8$ zu Anfang	Ra zu Anfang	Anfängl. Gesamtaktivität bei erreichtem Gleichgewicht	$T'/8$ zu Anfang bei erreichtem Gleichgewicht	Prozentgehalt von $T'/8$	$\frac{N'}{N}$	Gang des Barometers vor dem Versuche	Mittlere Abweichung des Luftdrucks vom Normalwert in mm	Änderung d. Luftdrucks in 6 Stunden	Windrichtung	Windgeschwind. km	Mittlere Temperatur	Mittl. relat. Feuchtigkeit	Bewölkung
4. Aug.	4h	−1400	14,0	60′	3,6	10,4	26,1	15,7	60	4100	Fällt seit langer Zeit	−3,8	+0,4	NO	9	14°,0	60	8/10 bedeckt *Sr, Cu, Fr−Cu*, etwas *N* ● Horizont ⊙0−2 1).
7.	„	−1600	20,0	65′	3,3	16,7	31,2	14,5	46	7100	Steigt langsam seit 3 Tagen	+0,5	+1,2	NNW	0,5	16°,5	53	5/10 bedeckt *Sr, Cu, Fr−Cu*, ● Horizont, ⊙1−2 2).
9.	„	„	27,5	60′	5,7	21,8	46,5	24,7	53	5200	Steigt 5 Tage lang	+4,0	−0,3	O	9	22°,3	43	1/10 bedeckt *Sr*, ● Horizont, ⊙2.
10.	„	„	16,1	60′	3,9	12,2	29,1	16,9	58	4400	Fällt seit 24h	+0,9	−0,0	O	16	20°,3	30	9/10 bedeckt *Sr*, einige *Fr−Cu*; ● Horizont 3).
12.	„	„	17,0	70′	2,8	14,2	26,3	12,1	46	7200	Im Steigen begriffen seit 36h	+1,5	+0,7	NO	5	18°,8	62	5/10 bedeckt *Cu, Fr−Cu*, ● ⊙1−2.
13.	„	„	22,2	65′	4,7	17,5	37,9	20,4	54	5300	Im Steigen begriffen seit 60h	+2,5	+0,4	O	9	20°,4	52	1/10 bedeckt *Cu*; nebliger Horizont, ⊙2 4).
16.	„	„	16,1	85′	6,1	10,0	36,4	26,4	73	2300	Fällt seit 24h	+0,8	−0,4	NO	15	24°,0	27	1/10 − 3/10 bedeckt, leichte *Sr*, ● Horizont, ⊙2 5).
18.	„	−1500	15,8	65′	4,1	11,7	29,8	18,1	61	4000	Konstant seit 24h	+0,1	+0,4	ONO	10	20°,4	63	1/10 − 2/10 bedeckt, *Sr* und ● nördlicher Horizont, ⊙2 6).
19.	„	„	13,2	70′	3,6	9,6	25,2	15,6	62	3800	Zuerst konstant, dann rasches Steig seit 4h	+3,3	+1,6	NO	3	20°,0	63	3/10 bedeckt, verstreute *Sr* und *Cu*, ● am Horizont; ⊙1−2.
20.	4h 22′	−1400	19,3	65′	5,7	13,6	36,5	22,9	63	3600	Steigt seit dem Tage vorher	+4,7	−1,0	ONO	17	20°,7	48	5/10 bedeckt, *Sr−Cu*, ● Horizont; ⊙0−2 7).
25.	4h	−1600	25,9	61′	4,0	21,9	39,4	17,5	44	7700	Steigt langsam seit 10h	−0,1	−0,9	O	5	18°,8	54	6/10 bedeckt *Cu, Fr−Cu, Sr, Cu−Sr*, ● Horizont, ⊙2
26.	3h 30′	„	23,1	59′	2,8	20,3	33,9	13,6	40	9200	Steigt langsam seit 33h	−2,5	−0,2	O	2	18°,5	62	7/10 bedeckt *Sr, Cu, Fr−Cu* und etwas *Ne*; ● Horizont, ⊙1−2 8).
30.	4h	„	26,3	56′	3,3	23,0	37,5	14,5	39	9700	Steigt langsam seit 34h	−2,9	−0,5	NO	2	16°,3	68	6/10 bedeckt *Cu, Fr−Cu*, ● Horizont, ⊙1−2.
31.	„	−1500	21,2	52′	1,8	19,4	27,2	7,8	29	15200	Steigt langsam seit 57h	−6,1	−0,5	SW	70	17°,0	61	7/10 bedeckt *Cu, Sr−Cu, Sr*, ● Horizont, ⊙0−1 9)
4. Sept.	„	−1400	13,8	61′	3,7	10,1	26,4	16,3	62	3800	Steigt langsam seit 13h	+1,0	−1,2	N	7	12°,4	73	9/10 bedeckt *Sr−Cu, Cu* und *Ne*, ⊙0−1.
5.	„	„	16,1	59′	2,5	13,6	24,4	10,8	44	7700	Fällt schnell seit 36h	−4,1	−1,0	O	4	13°,3	75	6/10 bedeckt *Sr, Ci−Sr*, ● Horizont ⊙1−2.
6.	„	−1600	24,9	58′	4,4	20,5	39,8	19,3	48	6500	Steigt seit 15h	−1,4	+1,0	NO	5	14°,5	61	7/10 bedeckt *Cu, Fr−Cu*; ⊙0−2.
7.	„	−1500	25,4	53′	3,2	22,2	36,1	13,9	38	9800	Konstant seit 24h	−1,4	0,0	S	10	15°,8	48	1/10 bedeckt leichte *Sr*, ⊙2 10).
9.	„	„	21,1	57′	2,9	18,2	30,9	12,7	41	8800	Steigt um 2 1/2 mm in 24h	+1,1	+0,8	O	1	16°,6	80	6/10 bedeckt *Cu, Sr−Cu*, nebeliger Horizont, ⊙1−2.
10.	„	−1400	24,7	56′	2,9	21,8	34,5	12,7	37	10500	Steigt wenig in 24h	+1,9	+0,7	S	9	16°,6	72	5/10 bedeckt hohe *Sr*; ● in den benachbarten Tälern, ⊙1−2 11).
12.	„	−1500	16,2	60′	3,2	13,0	26,9	13,9	52	5700	Fällt um 3 mm in 32h	−2,8	−0,5	N	6	15°,7	63	5/10 bedeckt *Sr−Cu*, ● Horizont, ⊙1−2 12).
14.	„	„	20,2	60′	3,6	16,6	32,3	15,7	49	6500	Steigt um 3 mm in 25h	−0,6	+0,6	ONO	3	13°,7	62	6/10 bedeckt *Sr, Ci−Cu*, ⊙1−2.

1) Am 5. u. 6. Aug. bedeckter Himmel, ab und zu leiser Regen, sehr schwacher Wind, 1. Quadrat. 2) Am 8. 3/10 bedeckt, zerstreute *Sr*, ganz schwacher Wind, 1. Quadr. oder Windstille. — 3) Am 11. 9/10 bedeckt *Sr, Cu*, Windstille oder ganz schwacher Nordwind. — 4) Am 14. u. 15. vorherrschend klarer Himmel; Luft ganz wenig bewegt oder ruhig. — 5) Am 17. 5/10 bedeckt, mäßiger wechselnder Wind in der Nacht und am Morgen, dann Windstille. — 6) In der Nacht vom 18. auf den 19. und am Morgen des 19. starker Ostwind. — 7) Am 21. bis 24. Himmel meist bedeckt, Nebel und Regen; schwacher Ostwind. — 8) Am 27. bis 29. Himmel meist bedeckt, Nebel und Regen; schwacher Nordwind. — 9) Am 1. bis 3. Sept. Himmel meist bedeckt, Nebel und Regen; Windstille oder sehr schwacher Wind, 1. Quadr. — 10) Am 8. Himmel meist bedeckt; Windstille oder schwacher Ostwind. — 11) Am 11. Himmel meist bedeckt; Windstille oder sehr schwacher Ostwind. — 12) Am 13. Himmel meist bedeckt; wechselnder sehr schwacher Wind.

den zusammengestellt, immer 2 Stunden vor der 4 stündigen Aktivierungszeit beginnend[1]). Diese Druckänderungen sind als punktierte Linie im Diagramm aufgetragen, die Punkte über der Linie OO' bedeuten ein Steigen, die Punkte unter der Linie ein Fallen des Barometers. Bei einem Vergleiche dieser Kurve mit der Kurve der Gesamtaktivität muß man die Beobachtungen ausscheiden, welche nach großen atmosphärischen Störungen ausgeführt wurden, wo Niederschläge eine Änderung in der gesamten Menge sowie in dem Mengenverhältnis der radioaktiven Stoffe in der Luft zur Folge haben können. Diese Fälle entsprechen den unterbrochenen Linien des Diagramms. — Wenn auch die Übereinstimmung im Gange der beiden Kurven keine vollständige ist, so sieht man doch daraus, daß da, wo der Einfluß des Luftdrucks sich geltend macht, unabhängig von andern Faktoren (z. B. dem Winde), nicht der Barometerstand selbst das Bestimmende ist, sondern nur seine Änderung während des Versuchs und ein paar Stunden vorher, wie dies schon Harvey[2]) und Kurz[3]) bemerken.

Aus einer Betrachtung des Diagramms der Windgeschwindigkeiten geht hervor, daß bei den meist schwachen Winden von NW und O, welche an 19 von den 22 Tagen wehten und von Tal und Ebene herkamen, dem schwächsten Winde die geringste Gesamtaktivität entsprach, wobei wieder die unterbrochenen Stellen des Diagramms nicht in Betracht zu ziehen sind. Nur der starke Wind vom 31. August ist von einer schwachen Aktivität begleitet, was aber mit der Beobachtung anderer Forscher übereinstimmt, daß starken Winden kleine Aktivierungszahlen entsprächen; doch muß bemerkt werden, daß in meinem Falle der SW-Wind von dem höchsten Gipfel des Apennins herabweht, der dort im Cimone eine Höhe von 2000 m erreicht.

Das Verhältnis $\frac{N'}{N}$ wurde für jeden Versuch berechnet (siehe Kolonne 11 der Tabelle). Dieses Verhältnis wechselte von 2300 bis 15 200 bei den 22 in Sestola ausgeführten Versuchsreihen; diese großen Schwankungen sind leicht zu erklären durch die starken atmosphärischen Störungen, welche hier auch im Sommer sehr häufig sind, und im Sommer 1909 besonders häufig waren.

Das Mittel von $\frac{N'}{N}$ für den Apennin, 1090 m über dem Meere, war 6700: ein Wert, der größer ist als die für Rom und Cambridge gefundenen, kleiner als der von Dadourian für New Haven angegebene.

An Hand der beigegebenen Tabelle und Figur können wir den Wechsel der meteorologischen Verhältnisse an den Versuchstagen verfolgen. Daraus läßt sich folgendes schließen:

Die Temperaturänderungen während der Versuchszeit zeigen keine Übereinstimmung mit den Änderungen des Wertes $\frac{N'}{N}$.

Der Einfluß der relativen Feuchtigkeit auf den Wert $\frac{N'}{N}$ wird verdeckt von dem Einflusse anderer Faktoren.

Ein Zusammenhang zwischen dem Barometerstand selbst und dem Werte $\frac{N'}{N}$ scheint nach den vorliegenden Versuchen nicht zu bestehen.

Vergleichen wir nun die Schwankungen dieses Verhältnisses und die Schwankungen des Luftdruckes während des Versuches und 2 Stunden vorher. — Bei den ersten 8 Versuchen ist der Verlauf der 2 Kurven ein sehr ähnlicher; diese Versuche fallen in eine Zeit ohne bemerkenswerte atmosphärische Störungen. Vom 19. August an kommen Fälle vor, wo der Gang der Kurven nicht mehr parallel ist, auch wenn man die Vorkommnisse von Niederschlägen ausnimmt. So gab es z. B. keinen Niederschlag zwischen dem 19. und 20. August, auch nicht zwischen dem 30. und 31. August und ebensowenig am 5., 6. und 7. September, und trotzdem folgt hier der Wert $\frac{N'}{N}$ nicht mehr den Änderungen des Luftdruckes; der Einfluß der Luftdrucksänderung kann also zurücktreten vor einem anderen stärkeren Faktor; und dieser stärkere Faktor scheint mir der Wind zu sein.

Bei den ersten 8 Versuchen, wo Südwind weht, der im Beobachtungsort aus der Po-Ebene kommend durch Täler streicht, ist der Verlauf der Windstärken-Kurve und der Kurve des Wertes $\frac{N'}{N}$ gerade ein entgegengesetzter; mit zunehmender Windstärke und abnehmendem Luftdruck wird also die aktivierende Wirkung des Thors größer im Vergleiche zu der des Radiums. Am 19. steigt der Luftdruck, dabei weht ein ganz schwacher NO, Bewölkung und Temperatur sind dieselben wie am Tage vorher; danach hätte man ein Ansteigen des

1) Übrigens bekommt man dieselben Kurven, wenn man die Änderungen für 8^h berechnet (4^h vor der Aktivierung mit einbegreifend), oder auch wenn man nur die 4 St. des Versuches selbst annimmt.

2) E. Harvey, l. c.

3) K. Kurz, Abhandl. d. kgl. bayr. Akad. d. Wiss., Math.-phys. Klasse XXI, 1, 1909.

Wertes von $\frac{N'}{N}$ erwarten dürfen, es zeigt sich aber im Gegenteil ein leichtes Sinken desselben; nun ist zu beachten, daß während der ganzen vorhergehenden Nacht bis zum Beginn des Versuches ein starker Ostwind wehte. Auch dieser Wind kommt aus dem Tale und auch er scheint verhältnismäßig größere Mengen Thorprodukte mit sich zu führen. Wir müssen also auch hier dem Wind einen größeren Einfluß zuschreiben als dem beträchtlichen Steigen des Luftdruckes.

Am 20. sinkt $\frac{N'}{N}$ wieder zugleich mit dem Luftdruck, während die Windstärke ONO relativ bedeutend ist.

Vom 20. bis zum 25. und vom 26. bis zum 30. treten Störungen und Regengüsse auf, doch sieht man immerhin, daß die hohen Werte von $\frac{N'}{N}$ am 25., 26. und 30. von einem Fallen des Barometers, aber von schwachen Talwinden begleitet sind.

Am 30. und 31. August haben wir dieselbe Änderung des Luftdruckes ($^1/_2$ mm Abnahme während der 6 Stunden); auch die Bewölkung ist ungefähr dieselbe an den beiden Tagen und trotzdem steigt $\frac{N'}{N}$ am 31. und erreicht den höchsten beobachteten Wert, während gleichzeitig die höchste beobachtete Windgeschwindigkeit herrscht. Doch kam der Wind an jenem Tage aus Südwest, also von den hohen Bergen des Apennins herab; dort scheint folglich die Radium-Emanation vorzuherrschen [1]).

Am 4., 5., 6. und 7. September wurden bei guten atmosphärischen Bedingungen hintereinander Versuche ausgeführt. Am 5. sinkt der Luftdruck nur um ein geringes weniger als am 4. und wir finden ein beträchtliches Ansteigen von $\frac{N'}{N}$ entsprechend dem Schwächerwerden des Windes; am 6. steigt der Luftdruck stark, was aber noch nicht genügt, den Wert von $\frac{N'}{N}$ zu erhöhen, da der Wind sich nur wenig geändert hat. — Vom 6. auf den 7. ändert sich der Luftdruck nicht und bleibt auch konstant während des Versuches vom 7.; der verhältnismäßig hohe Wert von $\frac{N'}{N}$ ist bedingt durch den Südwind, der von den benachbarten Bergen herunter weht. — Auch am 10. September, wo ein hoher Wert von $\frac{N'}{N}$ zugleich mit Luftdruckverminderung auftritt, weht Südwind.

Zusammenfassung. — Als Mittelwert des Verhältnisses $\frac{N'}{N}$ von Radium- und Thor-Emanation wurde in Sestola im Apennin von Modena 1090 m über dem Meere während des Sommers 1909 die Zahl 6700 gefunden.

Bei schwachen, aus Tal oder Ebene kommenden Winden entspricht einem Steigen des Luftdruckes während des Versuches und 2 Stunden vorher auch ein Steigen des Verhältnisses $\frac{N'}{N}$; wenn der Luftdruck sinkt und der Wind stärker wird aber immer noch aus tiefer gelegenen Orten kommt, so wird das obige Verhältnis kleiner, das will sagen, daß in der Luft relativ viel Thor-Emanation enthalten ist.

Eine bedeutende Änderung der Windgeschwindigkeit bei gleicher Richtung scheint auf das Verhältnis $\frac{N'}{N}$ mehr Einfluß zu haben, als eine Änderung des Luftdrucks.

Das hauptsächlich Maßgebende beim Einflusse des Windes scheint seine Richtung zu sein: die Winde, welche von den hohen Bergen des Apennins herunter wehen, steigern den Gehalt der Luft an Radium-Zerfallsprodukten, während die Winde aus Tälern und Ebenen Thorprodukte mit sich führen.

Die Zeit, in welcher die anfängliche Aktivität auf die Hälfte sinkt, ergab sich als ziemlich konstant: sie schwankt bei 17 unter 22 Beobachtungen zwischen 56′ und 65′; der kleinste Wert ist 52′, der größte 85′, entsprechend dem kleinsten Werte von 29 Proz. und dem größten von 73 Proz. des Gehalts an Thor.

Angaben über die Unabhängigkeit der Gesamtaktivität vom Luftdrucke selbst und über ihre Abhängigkeit von Luftdrucksänderungen, von Windgeschwindigkeit und Windrichtung findet man in den vorstehenden Ausführungen.

Rom, Meteorologisches Institut, Dezember 1909.

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Hilde Barkhausen.)

(Eingegangen 27. Januar 1910.)

1) J. Jaufmann fand bei Versuchen, die er auf der Zugspitze (2964 m) ausführte, daß die Abklingungskurve dort eine stark vorherrschende Menge von Radiumemanation anzeigt (Met. Zeit. 1907, S. 337). — A. Gockel fand, daß auf dem Rothorn (2300 m) 30 Proz. der Gesamtaktivität den Zerfallsprodukten des Thors zuzuschreiben waren (diese Zeitschr. **8**, 701, 1907).

Über die Definition des starren Körpers in der Kinematik des Relativitätsprinzips.

Von M. Born.

In meiner Arbeit „Die Theorie des starren Elektrons in der Kinematik des Relativitätsprinzips“[1]) habe ich eine dem Relativitätsprinzipe genügende Definition des „starren“ Körpers aufgestellt und gezeigt, daß diese geeignet ist, die Theorie der elektrodynamischen Masse der Elektronen einigermaßen zu vereinfachen. Beim weiteren Verfolgen der Konsequenzen dieser Definition stellte sich heraus, daß dieser „starre“ Körper keineswegs in jeder Hinsicht ein wirkliches Analogon zu dem starren Körper der gewöhnlichen Mechanik bildet[2]); da dieser Umstand von mehreren Seiten diskutiert worden ist, möchte ich meine Ansicht über die physikalische Brauchbarkeit dieser Begriffsbildung kurz darlegen. Meine Definition lief darauf heraus, daß die Weltlinien der Punkte des Körpers eine Schar von äquidistanten Kurven im vierdimensionalen Raume $x\,y\,z\,t$ bilden, wenn in diesem eine Maßbestimmung mit dem Linienelement $dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2\,dt^2$ eingeführt wird. Jede solche Weltlinienschar aber kann im allgemeinen dadurch erzeugt werden, daß man einen dreidimensionalen linearen Raum so an einer beliebig gewählten Weltlinie entlang führt, daß er stets normal zu dieser ist, genau in derselben Weise, wie in § 4 meiner oben zitierten Arbeit die allgemeinste Translationsbewegung durch Entlanggleiten einer normalen Geraden an einer ebenen Weltlinie erzeugt wird. Daraus geht hervor, daß im allgemeinen die Bewegung des „starren“ Körpers durch eine Weltlinie, d. h. durch die Bewegung eines Punktes vollständig bestimmt ist. Dieses Resultat hat Hr. G. Herglotz in seiner Arbeit „Über den vom Standpunkt des Relativitätsprinzips aus als „starr“ zu bezeichnenden Körper“[3]) in einer sehr vollständigen und mathematisch eleganten Weise abgeleitet und die Ausnahmefälle diskutiert, bei denen eine größere Bewegungsfreiheit vorhanden ist.

Da der neue Starrheitsbegriff demnach nicht die erforderlichen 6 Freiheitsgrade aufzuweisen hat, wird er keinesfalls auf die gewöhnlichen materiellen starren Körper anzuwenden sein.

Meiner Ansicht nach steht aber seiner Verwendung zur Grundlegung der Dynamik der Elektronen vorderhand nichts im Wege.

Hierzu ist vor allem zu bedenken, daß jede Annahme über die kinematische Konstitution des Elektrons rein hypothetisch ist. Man kann ein solches Eindringen in das Innere der Elektronen von vornherein ablehnen[1]); aber einmal waren es experimentelle Tatsachen, nämlich die an Kathoden- und Becquerelstrahlen beobachtete Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit, die eine Erklärung auf diesem Wege herausforderten, sodann würde diese Ablehnung in gleicher Weise die Abrahamsche Theorie treffen. Letztere steht mit dem Relativitätsprinzipe im Widerspruch; wenn sich dieses (wofür alle Anzeichen sprechen) als die Grundlage der Naturbeschreibung erweist, so wird damit eine Modifikation der Abrahamschen Theorie notwendig. Man wird daher zunächst in möglichstem Anschlusse an diese eine Mechanik der Elektronen aufzustellen suchen, und ich glaube, daß das geradeswegs zu meinen Ansätzen führen muß.

Eine elektrodynamische Erklärung der Trägheitserscheinungen konvektiv bewegter Elektrizität vom Standpunkte des Relativitätsprinzips aus legt also die neue Definition der Starrheit außerordentlich nahe. Andrerseits läßt sich gegen die daraus entwickelte Theorie aus dem Beobachtungsmaterial kein Widerspruch herleiten. Ich will hier nur auf einige Punkte aufmerksam machen. Zunächst liefert nämlich meine Theorie für alle beobachtbaren Bewegungen freier Elektronen die Konstanz der elektrodynamischen Ruhmasse und damit die Gültigkeit der Lorentzschen Formel für die scheinbare Masse; durch diese werden aber nach den neuesten Messungen[2]) die Beobachtungen zum mindesten ebensogut dargestellt wie durch die Abrahamsche Formel. Wo aber sonst die Elektronen zur Erklärung von Erscheinungen herangezogen werden, genügt es wohl überall, sie als Punktladungen anzusehen. Schreibt man nun den Elektronen die von mir definierte Starrheit zu, so bewegen sie sich, nach dem oben Gesagten, „wie ein Punkt“. Es gibt überhaupt keine Erscheinung, zu deren Erklärung

1) M. Born, Ann. d. Phys. **30**, 1, 1909.

2) So zeigt Herr P. Ehrenfest (diese Zeitschr. **10**, 918, 1909) in sehr einfacher Weise, daß ein ruhender Körper niemals in gleichförmige Rotation gebracht werden kann; dieselbe Tatsache hatte ich schon mit Herrn A. Einstein auf der Naturforscherversammlung in Salzburg besprochen.

3) G. Herglotz, Ann. d. Phys. **31**, 393, 1910.

1) Vergleiche die Ausführungen von M. Planck gelegentlich der Diskussion über den von A. Einstein auf der Salzburger Naturforscherversammlung gehaltenen Vortrag. Diese Zeitschr. **10**, 825, 1909.

2) A. H. Bucherer, Ann. d. Phys. (4), **28**, 513 bis 536, 1909; E. Hupka, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 249 bis 258, 1909.

bislang Rotationen der Elektronen herangezogen worden sind. Bedenkt man überdies, daß die Rotationen der Elektronen in der Abrahamschen Theorie zu jenen höchst merkwürdigen kräftefreien Eigenschwingungen Anlaß geben, die Herr Herglotz[1]) und Herr Sommerfeld[2]) entdeckt haben, so wird man den Umstand, daß die neue Theorie diese der Beobachtung unzugänglichen, theoretisch sonderbaren Bewegungsformen ausschließt, ihr nicht als Nachteil anzurechnen haben. Natürlich ist abzuwarten, ob sich nicht neue Erfahrungstatsachen mit meiner Hypothese in Widerspruch setzen.

Was nun die gewöhnlichen materiellen Körper anlangt, so spielt hier die Starrheit eine wesentlich andere Rolle als in der Kinematik der Elektronen; denn hier ist der starre Körper kein wahres Kontinuum, sondern ein in der Natur nirgends streng realisierter Grenzfall des deformierbaren, aus einer ungeheuren Zahl von Atomen und Elektronen aufgebauten Mediums. Diesen idealen Fall in das System des Relativitätsprinzips einzuordnen, wird eine wesentlich neue Behandlungsweise erfordern; hier spielt vielleicht die Geringfügigkeit aller Geschwindigkeiten eine Rolle. Diese Frage ist wohl noch als offen anzusehen. Denkt man sich die materiellen Körper aus Atomen und Elektronen aufgebaut, die etwa in meinem Sinne „starr" sind, so werden diese, wenn der ganze Körper rotiert, krummlinige Bahnen beschreiben, die mit ihrer Kinematik wohl verträglich sind und dabei bereitet auch die Rotationsachse als eine Abstraktion keine Schwierigkeit.

1) G. Herglotz, Nachr. v. d. Kgl. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen, Math.-phys. Kl. 1903, S. 357.
2) A. Sommerfeld, Nachr. v. d. Kgl. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen, Math.-phys. Kl. 1904, S. 363.

(Eingegangen 7. Februar 1910.)

Theorie des hydraulischen Widders[1]).

Von H. Lorenz.

Die Wirkungsweise des 1796 von Mongolfier erfundenen hydraulischen Widders oder Stoßhebers versuchte zuerst Navier 1839 rechnerisch zu verfolgen, ohne daß es ihm und zahlreichen Nachfolgern auf dem eingeschlagenen Wege gelang, die Theorie durch eine Beziehung zwischen dem Energiegewinn und -aufwand zum Abschluß zu bringen[2]). Es lag dies offenbar an dem Mangel einer Gleichung für den Stoß zweier nicht stationär bewegter Flüssigkeitsmassen, mit der, wie weiter unten gezeigt werden soll, die an sich richtigen Ansätze Naviers nach Einführung der Bewegungswiderstände zum Ziele führen.

1) Vgl. Zeitschr. d. Ver. d. Ingenieure 1910, Nr. 3.
2) Eine kurze Zusammenstellung der bisherigen Versuche einer Theorie der Stoßheber gibt Grübler in der Arbeit „Th orie der hydraulischen Motoren und Pumpen" in Bd. IV (Mechanik) der Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften.

Ein hydraulischer Widder, Fig. 1, besteht in der Hauptsache aus einer Rohrleitung A, die

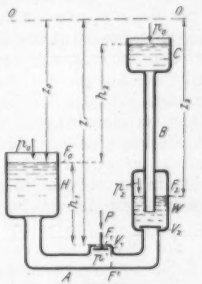


Fig. 1.

vom Druckbehälter H des Betriebswassers ausgehend, ein nach innen öffnendes Ausflußventil V_1 enthält und durch ein zweites Ventil V_2 in den Windkessel W der Förderleitung B mündet (vergleiche die Figur). Solange das Ventil V_1 vermöge seiner Belastung P, die wir als ausschlaggebend kennen lernen werden, offen steht, tritt das Betriebswasser aus H durch V_1 ins Freie, unter gleichzeitiger Beschleunigung der ganzen Flüssigkeitssäule vom Spiegel F_0 bei V_1. Durch die hiermit verbundene Druckzunahme unter V_1 wird dann dieses Ventil geschlossen, worauf sich die Bewegung der Flüssigkeitsmasse stoßweise auf die vorher ruhende Säule von V_1 bis V_2 überträgt, das letztere Ventil öffnet und einen Teil des Rohrinhalts in den Windkessel W drückt, der unter dem Druck des Behälters C steht und in diesen nahezu stationär fördert. Dabei nimmt der Druck in der Leitung A ab, so daß V_2 sich wieder schließt und V_1 öffnet, wonach das Spiel von neuem beginnt.

Der Widder arbeitet somit nicht stationär, sondern mit zeitlich stark veränderlicher Wassergeschwindigkeit w an allen Stellen, so daß die Bewegungsgleichung hierfür lautet:

$$g\frac{dz}{ds} - \frac{g}{\gamma}\frac{\partial p}{\partial s} = \frac{\partial w}{\partial t} + w\frac{\partial w}{\partial s} + \zeta\frac{w^2}{2}. \quad (1)$$

Darin bedeutet g die Erdbeschleunigung, γ das spezifische Flüssigkeitsgewicht, p den hydraulischen Druck, t die Zeit, ζ einen Widerstandskoeffizienten und dz das Element der durchfallenen Höhe auf dem Wegelement ds, bezogen

auf die Mitte des Stromfadenquerschnittes F. Läßt man in dieser Formel das erste Glied der rechten Seite, welches sich auf die rein zeitliche Geschwindigkeitsänderung bezieht, weg, so folgt die bekannte Energiegleichung der stationären Strömung, mit der man den Vorgang im Widder jedenfalls nicht erfassen kann.

Wir betrachten zunächst mit der Annahme einer unveränderlichen Tiefe z_0 des verhältnismäßig großen Druckbehälterspiegels F_0 unter einem willkürlichen festen Horizont oo die Periode des Ausflusses aus V_1 in der Tiefe z_1 bei geschlossenem Ventil V_2 und bezeichnen den Leitungsquerschnitt unter dem Ventil mit F', den Ausflußquerschnitt des Ventils selbst mit F_1. Dann liefert, wenn p_0 den Atmosphärendruck und p' den veränderlichen Druck unter dem Ventil V_1 bedeutet, die Integration von Gl. (1) zwischen F_0 und F' mit den zugehörigen augenblicklichen Geschwindigkeiten w_0 und w' und einem Mittelwert ζ' des Widerstandskoeffizienten

$$g(z_1 - z_0) - \frac{g}{\gamma}(p' - p_0) = \int_{F_0}^{F'} \frac{\partial w}{\partial t} ds + \frac{w'^2}{2}(1 + \zeta') - \frac{w_0^2}{2}$$

oder unter Vernachlässigung von w_0^2 gegen w'^2, sowie wegen

$$F w = F' w' = F_0 w_0 \qquad (2)$$

mit der Abkürzung $z_1 - z_0 = h_1$:

$$g h_1 - \frac{g}{\gamma}(p' - p_0) = \frac{d w_0}{d t} F_0 \int_{F_0}^{F'} \frac{ds}{F} + \frac{w_0^2}{2} \frac{F_0^2}{F'^2}(1 + \zeta'). \qquad (1a)$$

Für den Ausfluß aus dem Ventil V_1, oberhalb dessen wieder der Atmosphärendruck p_0 herrscht, ergibt sich analog unter Vernachlässigung des kleinen Höhenunterschiedes zwischen F_1 und F' bei einem mittleren Ausflußkoeffizienten ζ_1 sowie der Annahme der vollen Ventilöffnung während der betrachteten Ausflußperiode, also $F_1 w_1 = F_0 w_0$:

$$-\frac{g}{\gamma}(p_0 - p') = \frac{d w_0}{d t} F_0 \int_{F'}^{F_1} \frac{ds}{F} + \frac{w_0^2}{2} F_0^2 \left(\frac{1 + \zeta_1}{F_1^2} - \frac{1}{F'^2} \right). \qquad (1b)$$

Setzen wir in diesen Formeln abkürzungsweise

$$\left.\begin{aligned} F_0 \int_{F_0}^{F'} \frac{ds}{F} = s', \quad F_0 \int_{F'}^{F_1} \frac{ds}{F} = s_1 \\ \frac{F_0^2}{F'^2}(1 + \zeta') = \mu', \quad F_0^2 \left(\frac{1 + \zeta_1}{F_1^2} - \frac{1}{F'^2} \right) = \mu_1 \end{aligned}\right| \qquad (3)$$

und addieren Gl. (1a) und (1b), so folgt nach Wegfall von $p' - p_0$:

$$g h_1 = (s' + s_1) \frac{d w_0}{d t} + \frac{w_0^2}{2}(\mu' + \mu_1) \qquad (4)$$

oder

$$d t = \frac{2(s' + s_1) d w_0}{2 g h_1 - w_0^2 (\mu' + \mu_1)}. \qquad (4a)$$

In diesem Zeitelement strömt aber durch das Ventil V_1 ein Flüssigkeitsvolumen

$$d V' = F_1 w_1 d t = F_0 w_0 d t = \frac{2 F_0 (s' + s_1) w_0 d w_0}{2 g h_1 - w_0^2 (\mu' + \mu_1)}, \qquad (5)$$

mithin insgesamt in der mit dem Ruhezustande beginnenden und mit der Endgeschwindigkeit $w_0 = c_1$ aufhörenden Ausflußperiode:

$$V' = \frac{F_0 (s' + s_1)}{\mu' + \mu_1} \int_0^{c_1} \frac{d(w_0^2)}{\frac{2 g h_1}{\mu' + \mu_1} - w_0^2} = \frac{F_0 (s' + s_1)}{\mu' + \mu_1} \left| \lg n \frac{2 g h_1}{\mu' + \mu_1} - \lg n \left(\frac{2 g h_1}{\mu' + \mu_1} - c_1^2 \right) \right|. \qquad (6)$$

Diese Gleichung liefert nur so lange reelle Werte von V', als

$$c_1^2 < \frac{2 g h_1}{\mu' + \mu_1} \qquad (6a)$$

bleibt, d. h. die Ausflußgeschwindigkeit erreicht niemals die der stationären Strömung zukommende Höhe. Der Grenzwert c_1 ist vielmehr an die Bedingung geknüpft, daß der Ventilüberdruck $F_1(p' - p_0)$ während der Ausflußperiode unter der Ventilbelastung P bleibt und diese erst am Schluß erreicht. Wir haben also:

$$p' - p_0 < \frac{P}{F_1}, \qquad (7)$$

oder mit Gl. (1b) und (3):

$$\frac{g P}{F_1 \gamma} > \frac{d w_0}{d t} s_1 + \frac{w_0^2}{2} \mu_1 \qquad (7a)$$

und nach Elimination der Beschleunigung $d w_0 : d t$ aus Gl. (4):

$$\frac{g P}{F_1 \gamma} > \frac{2 g h_1 s_1 - w_0^2 (\mu' s_1 - \mu_1 s')}{2 (s' + s_1)}. \qquad (7b)$$

Daraus folgt für die Grenzgeschwindigkeit c_1, bei der das Ventil V_1 sich plötzlich schließt, mit Gl. (6a):

$$c_1^2 = 2 g \frac{h_1 s_1 - \frac{P}{F_1 \gamma}(s' + s_1)}{(\mu' s_1 - \mu_1 s')} < \frac{2 g h_1}{\mu' + \mu_1}, \qquad (7c)$$

oder für die Ventilbelastung:

$$P < \frac{F_1 \gamma h_1 \mu_1}{\mu' + \mu_1}.$$

Anderseits muß aber auch nach Gl. (7b) für $w_0 = 0$

$$P > \frac{F_1 \gamma h_1 s_1}{s' + s_1}$$

sein, so daß die Ventilbelastung zwischen den Grenzen

$$\frac{F_1 \gamma h_1 \mu_1}{\mu' + \mu_1} > P > \frac{F_1 \gamma h_1 s_1}{s' + s_1} \tag{7d}$$

eingeschlossen ist, damit der Widder richtig arbeitet.

Durch Integration von Gl. (4a) folgt schließlich die Dauer der Ausflußperiode:

$$t' = \frac{2(s' + s_1)}{\mu' + \mu_1} \int_0^{c_1} \frac{d w_0}{\frac{2 g h_1}{\mu' + \mu_1} - w_0^2} \tag{4b}$$

$$= \frac{s' + s_1}{\sqrt{2 g h_1 (\mu' + \mu_1)}} \lg \frac{\sqrt{2 g h_1} + c_1 \sqrt{\mu' + \mu_1}}{\sqrt{2 g h_1} - c_1 \sqrt{\mu' + \mu_1}}.$$

Nach Abschluß dieser Periode stößt die in Bewegung befindliche Flüssigkeitssäule von F_0 bis F' auf die noch ruhende von F' bis V_2, wodurch fast augenblicklich unter erheblicher Steigerung des Druckes p' unter V_1 das Ventil V_2 gehoben wird. Während dieser unmeßbar kurzen Stoßzeit wollen wir die Spiegelgeschwindigkeit der ersten Säule mit w_0', die der anfänglich noch ruhenden, ebenfalls auf F_0 bezogenen, mit w_0'' bezeichnen und erhalten so aus Gl. (1) die beiden Formeln

$$\begin{aligned} g(z_1 - z_0) - \frac{g}{\gamma}(p' - p_0) \\ = \frac{d w_0'}{d t} F_0 \int_{F_0}^{F'} \frac{d s}{F} + \frac{w_0'^2}{2} F_0^2 \frac{1 + \zeta'}{F'^2}, \\ g(z_2 - z_1) - \frac{g}{\gamma}(p_2 - p') \\ = \frac{d w_0''}{d t} F_0 \int_{F'}^{F_2} \frac{d s}{F} + \frac{w_0''^2}{2} F_0^2 \left(\frac{1 + \zeta''}{F_2^2} + \frac{1}{F'^2} \right), \end{aligned} \tag{8}$$

worin ζ'' einen neuen Widerstandskoeffizienten, F_2 und p_2 den Spiegelquerschnitt und den Druck im Windkessel W bedeuten. Setzen wir den letzteren bei hinreichender Windkesselgröße als konstant voraus, so zwar, daß unter Vernachlässigung der kleinen Stromgeschwindigkeit im Steigrohr B

$$\frac{p_2 - p_0}{\gamma} - z_2 + z_0 = h_2 \tag{9}$$

ist, so ergibt mit den Abkürzungen Gl. (3) sowie

$$\begin{aligned} F_0 \int_{F'}^{F_2} \frac{d s}{F} &= s'', \quad F_0^2 \left(\frac{1 + \zeta''}{F_2^2} - \frac{1}{F'^2} \right) \\ &= \mu'' < 0 \end{aligned} \tag{3a}$$

die Addition der beiden Formeln (8):

$$\begin{aligned} -g h_2 = \frac{d w_0'}{d t} s' + \frac{d w_0''}{d t} s'' \\ + \frac{w_0'^2 \mu' + w_0''^2 \mu''}{2}. \end{aligned} \tag{8a}$$

Infolge der Kürze der Stoßzeit überwiegen aber die beiden Beschleunigungsglieder derart die andern Glieder, daß wir genügend genau schreiben dürfen:

$$s' d w_0' + s'' d w_0'' = 0. \tag{8b}$$

Dies ist schon die eingangs erwähnte, von Navier und andern meines Wissens noch nicht verwendete Stoßgleichung, deren Integration zwischen den Grenzen c_1 und c_2 bzw. 0 und c_2, entsprechend dem unelastischen Stoße des Wassers,

$$s'(c_2 - c_1) + s'' c_1 = 0$$

oder

$$c_2 = \frac{s' c_1}{s' + s''}, \tag{8c}$$

d. h. die gemeinsame auf den Spiegel F_0 bezogene Endgeschwindigkeit der ganzen Säule von F_0 bis F_2 nach dem Stoß ergibt. Diese kennzeichnet nunmehr sogleich den Anfangszustand des Überströmperiode in den Windkessel W bei ganz geöffnetem Ventil V_2 und geschlossenem Ausflußventil V_1, für welche die Formeln (8) bzw. (8a) mit $w_0' = w_0'' = w_0$ gelten, so zwar, daß

$$-g h_2 = \frac{d w_0}{d t}(s' + s'') + \frac{w_0^2}{2}(\mu' + \mu'') \tag{10}$$

oder

$$d t = -\frac{2(s' + s'') d w_0}{2 g h_2 + w_0^2 (\mu' + \mu'')}. \tag{10a}$$

Daraus folgt für das Volumelement der in den Windkessel überströmenden Flüssigkeitsmenge:

$$d V'' = F_0 w_0 d t = \frac{2 F_0 (s' + s'') w_0 d w_0}{2 g h_2 + w_0^2 (\mu' + \mu'')} \tag{11}$$

oder integriert zwischen den Grenzen $w_0 = c_2$ als Anfangsgeschwindigkeit und $w_0 = 0$ als Endzustand dieser Überströmperiode:

$$V'' = -\frac{F_0 (s' + s'')}{\mu' + \mu''} \int_{c_2}^{0} \frac{d (w_0^2)}{\frac{2 g h_2}{\mu' + \mu''} + w_0^2} \tag{12}$$

$$= \frac{F_0 (s' + s'')}{\mu' + \mu''} \left\{ \lg \left(\frac{2 g h_2}{\mu' + \mu''} + c_2^2 \right) - \lg \frac{2 g h_2}{\mu' + \mu''} \right\},$$

wofür wir auch mit Gl. (8c)

$$\begin{aligned} V'' = \frac{F_0 (s' + s'')}{\mu' + \mu''} \left\{ \lg \left(\frac{2 g h_2}{\mu' + \mu''} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{c_1^2 s'^2}{(s' + s'')^2} \right) - \lg \frac{2 g h_2}{\mu' + \mu''} \right\} \end{aligned} \tag{12a}$$

schreiben dürfen, während sich die Dauer dieser Periode durch Integration von Gl. (10a) zwischen denselben Grenzen für w_0 zu

$$t' = \frac{2(s' + s'')}{\sqrt{2gh_2(\mu' + \mu'')}} \operatorname{arctg} c_2 \sqrt{\frac{\mu' + \mu''}{2gh_2}} \quad (10b)$$

ergibt. Schließlich erhalten wir den hydraulischen Wirkungsgrad ohne Rücksicht auf die Bewegungswiderstände im Steigrohr B zu

$$\eta = \frac{V'' h_2}{V' h_1}. \quad (13)$$

Als Beispiel für die vorstehende Theorie nehmen wir für den Betriebswasserbehälter einen Querschnitt von $F_0 = 2$ qm mit einem nutzbaren Gefälle $h_1 = 4$ m bis zum Auslaßventil V_1 an, während die Förderhöhe $h_2 = 16$ m betragen möge. Die Rohrleitung A habe einen Durchmesser von $D = 0{,}05$ m $= 5$ cm, also ist $F' = 0{,}002$ qm, ebenso groß sei auch der freie Ventilquerschnitt F_1. Die Leitungslänge bis zum Stoßventil V_1 sei $l = 50$ m, der Wasserweg beim Durchgang durch das Ventil $l_1 = 0{,}1$ m. Dann hat man nach Gl. (3) mit

$$\frac{F_0}{F'} = \frac{F_0}{F_1} = 1000$$

angenähert

$$s' = F_0 \int_{F_0}^{F'} \frac{ds}{F} \sim \frac{F_0 l}{F'} = 50000 \text{ m},$$

$$s_1 \quad \frac{F_0}{F_1} l_1 = 100 \text{ m}.$$

Weiter sei

$$\zeta' = 0{,}02 \frac{l}{D} = 20$$

und schätzungsweise $\zeta_1 = 2$, mithin nach Gl. (3)

$$\mu' = 21 \cdot 10^6, \quad \mu_1 = 2 \cdot 10^6.$$

Mit diesen Werten folgt aus Gl. (7d) für die Ventilbelastung

$$0{,}016 \text{ kg} < P < 0{,}71 \text{ kg}.$$

Wählen wir $P = 0{,}5$ kg, so ergibt Gl. (7c) für die Spiegelgeschwindigkeit am Ende der Ausflußperiode:

$c_1^2 = 2{,}429 \cdot 10^{-6}$, $c_1 = 1{,}555 \cdot 10^{-3}$ m/sec, entsprechend einer größten Wassergeschwindigkeit $w_1 = \frac{F_0}{F_1} c_1 = 1{,}555$ m/sec, sowie Gl. (6) bzw. (4b) für die Ausflußmenge und die Ausflußdauer:

$$V' = 0{,}00544 \text{ cbm} = 5{,}44 \text{ l},$$
$$t' = 2{,}90 \text{ sec}.$$

Weiterhin habe der Verbindungsweg zwischen den beiden Ventilen V_1 und V_2 vom Querschnitt $F' = 0{,}002$ qm eine Länge von $l'' = 0{,}25$ m; also ist nach Gl. (3a) angenähert

$$s'' \sim \frac{F_0}{F'} l'' = 250 \text{ m}$$

und mit der Annahme $\zeta'' \sim 2$ sowie einem Windkesselquerschnitt $F_2 \doteq 0{,}08$ qm $= 0{,}04\, F_0$

$$\mu'' = {}^3/_4 \cdot 625 - 10^6 \sim -10^6.$$

Nach Gl. (8c) folgt dann

$$c_2 = \frac{50000}{50250} c_1 \sim c_1,$$

also eine nur unmerkliche Abnahme der Geschwindigkeit durch den Stoß. Eingesetzt in Gl. (12) und (10b) liefert dieser Wert das Fördervolumen und die Dauer der Überströmperiode

$$V'' = 0{,}000706 \text{ cbm} = 0{,}706 \text{ l},$$
$$t'' = 0{,}47 \text{ sec},$$

so daß die ganze Dauer eines Widderspieles $t' + t'' = 3{,}37$ sec beträgt, oder der Widder rd. 18 Spiele in der Minute vollzieht. Schließlich ergibt sich der Wirkungsgrad des Widders mit den erhaltenen Werten aus Gl. (13) zu

$$\eta = \frac{0{,}706 \cdot 16}{5{,}44 \cdot 4} = 0{,}52.$$

In ähnlicher Weise ist noch für einige andere Werte der Ventilbelastung P die Rechnung durchgeführt worden. Die Ergebnisse, welche aus der Zahlentafel und aus Fig. 2 ersichtlich sind, lassen zunächst erkennen, daß die Zahl der Widderspiele n in der Minute mit abnehmendem P rasch zunimmt. Der Wirkungsgrad η, welcher für die obere Grenzbelastung (0,71 kg) 0 ist, wächst ebenfalls mit abnehmender Ventilbelastung anfänglich rasch, später langsamer und erreicht bei der unteren Grenzbelastung $P = 0{,}016$ kg nahezu die Einheit, wie sich aus der Untersuchung des hier unbestimmt werdenden Ausdrucks $\frac{V''}{V'} = \frac{0}{0}$ für diesen Fall ergibt.

Ventilbelastung P kg	$c_1 \sim c_2$ m/sec	V' l	t' sec	V'' l	t'' sec	$t' + t''$ sec	n Spiele/min	η
0,016	0	0	0	0	0	0	∞	0,992
0,1	$0{,}645 \cdot 10^{-3}$	0,56	0,85	0,129	0,20	1,05	57	0,92
0,2	$0{,}96 \cdot 10^{-3}$	1,37	1,34	0,280	0,29	1,63	37	0,82
0,3	$1{,}19 \cdot 10^{-3}$	2,32	1,77	0,428	0,35	2,13	28	0,74
0,4	$1{,}385 \cdot 10^{-3}$	3,60	2,20	0,566	0,42	2,62	23	0,63
0,5	$1{,}555 \cdot 10^{-3}$	5,44	2,90	0,706	0,47	3,37	18	0,52
0,6	$1{,}71 \cdot 10^{-3}$	8,46	3,68	0,844	0,51	4,19	14,5	0,40
0,71	$1{,}855 \cdot 10^{-3}$	∞	∞	0,950	0,54	∞	0	0

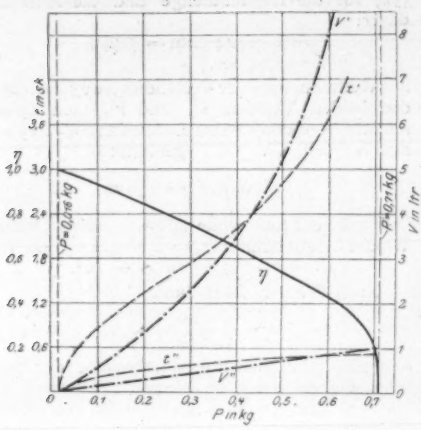


Fig. 2.

Dieses Ergebnis ist natürlich nur ein theoretisches; denn gleichzeitig wird die Lieferungsmenge = 0, so daß dieser Grenzfall praktisch bedeutungslos ist.

Jedenfalls erkennt man, daß die Stoßverluste gegenüber den Strömungsverlusten kaum ins Gewicht fallen, und daß der Wirkungsgrad der Vorrichtung an sich recht gut ist, wenn er auch in den meisten Fällen durch die (hier nicht betrachteten) Verluste in der Steigleitung erheblich heruntergezogen werden wird.

Zusammenfassung.

Die vorstehend entwickelte Theorie des hydraulischen Widders ermöglicht die Vorausberechnung seiner Wirkungsweise, insbesondere der Nutzwasserförderung und des Treibwasserverbrauchs, sowie die Zahl der Widderspiele in der Zeiteinheit, woraus sich ohne weiteres der Wirkungsgrad der ganzen Vorrichtung berechnet. Dabei zeigt sich, daß die Wirkung hauptsächlich durch die Belastung des Ausflußventils bedingt ist, die zwischen zwei Grenzen geändert werden kann. Innerhalb dieses Bereiches sinkt mit steigender Ventilbelastung der Wirkungsgrad von 1 bis auf 0, während sowohl die Nutz- und Treibwassermenge für jedes Spiel, als auch die Spieldauer von 0 beginnend zunimmt.

(Eingegangen 4. Februar 1910.)

Zur Frage über die Lichtempfindlichkeit des Auges.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von R. v. Koch.

Obwohl recht viele Untersuchungen[1]) teils theoretischer, teils experimenteller Natur angestellt worden sind über die Empfindlichkeit des Auges für die verschiedenen Spektralfarben, wissen wir nur wenig darüber, wie sich unser Auge verhält zu einer Strahlung, welche aus diesen einzelnen Farben zusammengesetzt ist, oder mit anderen Worten zur Gesamtlichtstrahlung einer Lichtquelle. Das Problem, welchem wir hier gegenüberstehen, kann so formuliert werden: Wenn eine weiße Fläche eine gleich große sekundliche Energiemenge pro Flächeneinheit empfängt von Lichtquellen, deren Licht verschieden zusammengesetzt ist, wie groß ist dann in jedem Falle die photometrische Helligkeit dieser Fläche?

Diese Frage gewinnt eine gewisse Bedeutung, wenn es gilt, die Ökonomie unserer künstlichen Lichtquellen zu beurteilen und neue Wege zur Erhöhung dieser Ökonomie zu suchen. Hierbei handelt es sich dann selbstverständlich meistens um mehr oder weniger „rein" weißes Licht.

Der erste, welcher bolometrische Messungen anstellte über das Verhältnis zwischen Energie- und Lichtstrahlung bei verschiedenen Lampen, war meines Wissens R. v. Helmholtz[2]), in größerem Umfange wurden solche neuerdings von W. Wedding an den gebräuchlichsten Lichtquellen ausgeführt.

Die letztgenannten Untersuchungen, deren Resultat Herr Prof. Wedding in seinem Buche „Über den Wirkungsgrad und die praktische Bedeutung der gebräuchlichsten Lichtquellen" (Verlag von R. Oldenbourg, 1905) zusammengestellt hat, befassen sich, wie auch aus dem Titel hervorgeht, mit dem Wirkungsgrad und dem Verhältnis der Helligkeit zur Lichtenergiestrahlung bei den betreffenden Lampen in normalem Betriebe, also bei etwa konstanter Temperatur.

Bei der Prüfung der Brauchbarkeit der für die letztgenannten Untersuchungen zusammengestellten Apparatur bezw. Schaltung habe ich nun einige der Lichtquellen, und zwar verschiedene Glühlampen bei verschiedener Temperatur untersucht. Die Resultate, welche zu veröffentlichen mir bis jetzt die Zeit gefehlt hat, erscheinen mir indessen nicht uninteressant, weshalb ich sie hier mitteile.

1) Siehe hierüber Goldhammer, Die Farbenempfindlichkeit des Auges und die photometrische Helligkeit der leuchtenden Körper, Ann. d. Phys. **16**, 621 ff., 1905.

2) Verhandlungen des Vereins zur Beförderung des Gewerbefleißes, 1889.

Näheres über die verwendete experimentelle Anordnung findet sich in der oben erwähnten Veröffentlichung Prof. W. Weddings, ich möchte hier nur erwähnen, daß das Bolometer in einer Doppelbrückenschaltung benutzt wurde, welche es gestattete, die der Bolometerfläche zugeführte Strahlungsenergie direkt in elektrischer Energie zu messen. Um die dunkle Strahlung vom Bolometer fernzuhalten, wurde ein mit destilliertem Wasser gefülltes, planparalleles Glasgefäß zwischen Lichtquelle und Bolometer, nahe an diesem, aufgestellt. Die Messung wurde in der Weise ausgeführt, daß die betreffende Lampe in bestimmter Entfernung L cm von der Bolometerfläche und senkrecht vor der Mitte dieser Fläche in vertikaler Lage aufgehängt wurde. Die Spannung Ep und Stromstärke J an der Glühlampe wurden abgelesen, ebenso wie der Strom i Amp., welcher im Bolometerwiderstand[1]) dieselbe Erwärmung hervorruft wie die Lichtstrahlung der zu untersuchenden Glühlampe. Die Leistung der Strahlung beträgt bei diesem Bolometer

$$A = 1{,}02\, i^2 + a \text{ Watt pro cm}^2$$

in der betreffenden Entfernung L cm von der Lichtquelle, wenn

1. mit a die durch das planparallele Gefäß absorbierte Lichtmenge (in Watt/cm^2) bezeichnet wird, und
2. unter der Voraussetzung, daß keine meßbare dunkle Strahlung durch das Wassergefäß hindurchgelassen wird.

1. Um über die Größe von a, d. h. über die Lichtabsorption des mit Wasser gefüllten Gefäßes Aufschluß zu erhalten, wurde eine Glühlampe bei verschiedenen Spannungen photometriert, einmal ohne Zwischenschaltung des Gefäßes, das andere Mal durch dieses hindurch, wobei der Abstand zwischen Lampe und Wassergefäß ebenso groß gewählt wurde, wie er bei den Bolometermessungen war. Wie aus den Meßresultaten (Tabelle I) hervorgeht, kann die Lichtabsorption (in HK.) innerhalb sehr weiter Grenzen der Helligkeit als ein konstanter Prozentsatz der Lichtintensität ausgedrückt werden[2]). Dies bedeutet aber, wie unten näher ausgeführt werden wird, keineswegs, daß die Absorption der Lichtenergie in diesem Falle prozentual gerechnet konstant bleibt.

Tabelle I. Kohlefadenlampe 25/55, photometriert am 20. März 1903.

Lampenspannung Ep Volt	Lichtstärke HK. mit Wassergefäß	Lichtstärke HK. ohne Wassergefäß	Lichtschwächung durch das Gefäß
45	5,31	5,99	11,4 Proz.
50	11,0	12,0	8,3 „
55	19,9	22,6	12,0 „
60	32,5	37,0	12,0 „

2. Um zu entscheiden, ob das Wassergefäß die dunkle Strahlung ganz absorbiert, wurden verschiedene heiße Körper, wie Glühlampen, die bis nahe ans Glühen gebracht waren, sowie (nach Vorschlag des Herrn Prof. Wedding) eine entleuchtete Bunsenflamme usw. dicht an das Bolometer genähert, ohne daß ein Ausschlag erfolgte. Daß eine derartige Prüfung, für technische Messungen wie diese, wirklich ausreicht, scheint noch durch die hier unten mitgeteilten Zahlen bestätigt zu werden. Wollte man sich über diesen Punkt genauer orientieren, könnte man sich mehrerer solcher Gefäße 1, 2, 3 bedienen, und nacheinander zum Gefäß 1 die anderen zufügen. Wenn 1 schon allein die dunkle Strahlung genügend absorbiert, müßte die Verkleinerung des Bolometerausschlages bei Verwendung von 1 und 2 bzw. 1, 2 und 3 direkt mit der auf der Photometerbank meßbaren Lichtschwächung bei Zwischenschaltung der Wassergefäße übereinstimmen.

Tabelle II. Kohlefadenlampe 25/110, bolometriert und photometriert am 24. März 1903. $L = 70$ cm, $C = 7{,}77$.

Ep Volt	J Amp.	i Amp.	$7{,}77\,(100\,i)^{2{,}7}$	Photometrische Messung HK.	Photometrische Messung J Amp.
105	0,852	0,01325	22,2	22,3	0,854
100	0,805	0,0123	16,7	16,45	0,805
95	0,758	0,0112	11,8	11,8	0,759
100	0,805	0,0123	16,7	16,45	0,805
115	0,950	0,0154	38,4	38,5	0,950
110	0,901	0,0144	30,0	28,9	0,902

Tabelle III. Kohlefadenlampe 25/55, bolometriert und photometriert am 20. März 1903. $L = 70$ cm, $C = 7{,}88$.

Ep Volt	J Amp.	i Amp.	$7{,}88\,(100\,i)^{2{,}7}$	Photometrische Messung HK.	Photometrische Messung J Amp.
55	1,45	0,01325	22,3	22,6	1,451
45	1,15	0,00945	6,4	6,0	1,148
42	1,06	0,00845	4,17	3,5	1,062
50	1,30	0,0112	12,0	12,0	1,299
60	1,57	0,0151	36,2	37,0	1,580

1) Es war durch Messung festgestellt worden, daß dieser Widerstand für verschiedene Werte von i als konstant angenommen werden kann.

2) Nebenbei bemerkt ist, wie folgender Versuch zeigt, die Lichtabsorption des Wassergefäßes auch dann proportional der Lichtstärke, wenn die Spannung an der Lampe konstant, also auch die Farbe des Lichtes unverändert bleibt. Dieselbe Glühlampe wurde in den Entfernungen $L = 80$, 60, 50 cm vom Bolometer aufgestellt, und dabei zur Abgleichung der Lichtstrahlung die Stromstärken $i = 0{,}01152$, 0,0149 und 0,01775 Ampere benötigt, welche sich wie 50,3 : 60,0 : 80,0 verhalten, also umgekehrt wie die betreffende Entfernung L. Die durch das Gefäß dringende Lichtstrahlung verhält sich somit, gleich der direkten, umgekehrt wie die Quadrate der Entfernungen, woraus folgt, daß die Absorption prozentual gerechnet konstant sein muß.

Tabelle IV. Osmiumlampe 32/37, bolometriert und photometriert am 26. März 1903.
$L = 70$ cm, $C = 9{,}9$.

E_p Volt	J Amp.	i Amp.	$9{,}9(100\,i)^{3{,}7}$	Photometrische Messung HK.	Photometrische Messung J Amp.
25	1,030	0,0090	6,7	6,2	1,030
29	1,138	0,01065	12,5	12,4	1,130
34	1,257	0,125	22,7	23'4	1,252
37	1,325	0,1375	32,1	32,4	1,322

In den Tabellen II, III und IV[1]) sind nun die Resultate einiger mit der oben erwähnten Bolometeranordnung ausgeführten Messungen zusammengestellt, links die bei der Bolometermessung gefundenen bzw. ausgerechneten Werte, rechts die photometrisch bestimmte Lichtstärke der betreffenden Lampe sowie zur Kontrolle, die dabei von der Lampe aufgenommene Stromstärke J. Man sieht daraus, daß die Lichtstärke (HK.) einer Glühlampe bei verschiedener Temperatur des Glühfadens gesetzt werden kann:

$$HK = C \cdot (100\,i)^{3{,}7}$$ Hefnerkerzen

innerhalb des untersuchten Temperaturgebietes, welches, wie pyrometrisch festgestellt wurde, für die Kohlefadenlampen etwa 1300—1700° C und für die Osmiumlampe etwa 1500—1900° C betrug. Der Lichteindruck, den unser Auge empfängt von einer Fläche, welche von einem Glühfaden beleuchtet wird, ändert sich demnach mit der 1,85. Potenz der sekundlichen Energiemenge, welche auf diese Fläche auftrifft, wenn die Temperatur des Glühfadens geändert wird. C ist eine Konstante, welche von den Strahlungseigenschaften des Glühfadens abhängt und aus den betreffenden Meßresultaten ausgerechnet, im Mittel für Kohle etwa 8, für Osmium etwa 10 beträgt.

Die Übereinstimmung mit der Gleichung ist sowohl für die zwei sehr verschiedenen Kohlefadenlampen (sie waren von verschiedenen Fabriken, und wie aus den Tabellen ersichtlich, für verschiedene Spannung) als für die Osmiumlampe eine recht gute. Da nun Kohle und Osmium in den verschiedenen Spektralfarben, voneinander recht verschiedene Lichtstrahlung besitzen, ist anzunehmen, daß wenn dasselbe Gesetz für die Strahlung dieser beiden Körper gilt, dieses auch noch für andere feste Körper der Fall sein dürfte.

Wenn diese Annahme zutrifft, würde also die Lichtintensität eines festen Körpers bei verschiedener Temperatur proportional sein etwa der 1,85. Potenz der von ihm als Licht sekundlich ausgestrahlten Energiemenge.

Hiermit wäre ja insofern nichts Neues gesagt, als es bereits bekannt ist, daß die Lichtstrahlung (bis zu einer gewissen Grenze) bei steigender Temperatur unserem Auge verhältnismäßig heller erscheint, als der Vergrößerung der als Licht ausgestrahlten Energiemenge entspricht, nur fehlt die Kenntnis des Gesetzes, nach welchem dieser Lichteindruck sich ändert.

Aus dem Obigen geht noch hervor, daß das Osmiumlicht an sich, ganz unabhängig von der Temperatur, eine um etwa 25 Proz. hellere Beleuchtung hervorruft als das Kohlefadenlicht. Demnach ist die bessere Ökonomie der Osmiumlampe nur zum Teil der höheren Temperatur ihres Fadens zuzuschreiben. Interessant wäre, zu untersuchen, ob und gegebenenfalls in welchem Maße dies auch bei den übrigen „stromsparenden" Glühlampen der Fall ist.

Stockholm, Dezember 1909.

(Eingegangen 12. Februar 1910.)

1) Die Werte, welche mittels Rechenschiebers ausgerechnet wurden, sind in den Tabellen in derselben Reihenfolge aufgeführt, in welcher die Messungen ausgeführt wurden.

Ausbruchserscheinungen auf der Sonne[1]).

Von Wilhelm Krebs.

Die bis in die neueste Zeit von einzelnen Sonnenforschern geäußerten Zweifel an der vulkanischen Natur der Sonnentätigkeit lassen es geboten erscheinen, einmal die Tatsachen zusammenzustellen, die für das Auftreten von Ausbruchserscheinungen auf der Sonnenoberfläche mit Bestimmtheit sprechen.

1. Die Protuberanzen, die bei totaler Verfinsterung der Sonne oder durch das Spektroskop sichtbar werden, sind die Projektionen echter Ausbrüche glühender Metalldämpfe auf die optische Ebene. Oft ist an ihnen das Emporwerfen dieser Dämpfe direkt beobachtet worden. Die dabei erreichten Höhen und entwickelten Geschwindigkeiten stehen allerdings ganz außer Verhältnis zu den entsprechenden irdischen Größen.

2. Die Stellen gesteigerter Sonnentätigkeit werden durch spektroskopische Farbenauslese photographierbar gemacht, auf der Oberfläche der scheinbaren Sonnenscheibe, als sogenannte Flocculi. In der Randnähe sind sie aber ohne Spektroskop dem bewaffneten Auge wenigstens teilweise sichtbar, als sogenannte Fackeln. Das kann nur Erklärung finden in einer, die spek-

1) Aus einem Vortrage vor der Abt. Astronomie der Naturforscherversammlung zu Salzburg. Der Vortrag erscheint ausführlich und mit den übrigen belegenden Abbildungen in Dr. F. J. Völlers „Natur und Kultur" (München 1910).

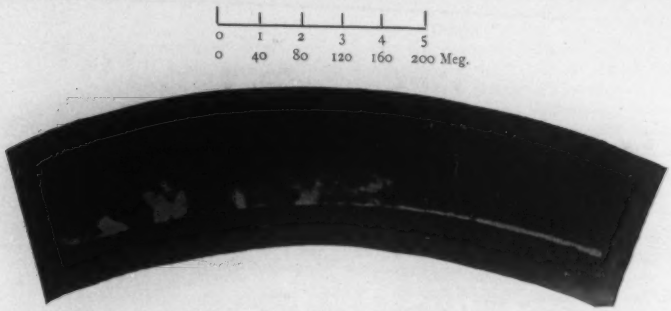


Fig. 1. Wirbelringe chromosphärischer Massen in der unteren Sonnenatmosphäre am 30. August 1905. Photographische Aufnahme der Beobachtungsexpedition des Observatorio Astronomico Nacional de Tacubaya (Mexico) zu Almazán in Spanien, gegen 1h 10 mittlerer Greenwich-Zeit. Besonders deutlich ist der Wirbelring am rechtseitigen Ende des Ausbruchsgebietes.

troskopischen Mittel annähernd ersetzenden monochromatischen Wirkung des diese Rundpartien sichtlich, auch auf gewöhnlichen Photographien, verdunkelnden Dunstes. Dieser Dunst muß demnach desselben photosphärischen Ursprungs sein wie die Fackeln. Die einfachste Erklärung ist, daß er aus einer Zerstäubung emporgeworfener Bestandteile der Photosphäre hervorgegangen ist.

3. Gröbere Massen photosphärischen, genauer sogenannten chromosphärischen Materials sind, im Zusammenhang mit dem Auftreten von Protuberanzen, nicht eben selten in der Korona schwebend angetroffen worden. Vor allem gehören dahin die sogenannten bogenförmigen Protuberanzen, von denen solche, die in den Jahren 1907 und 1908 von den Herren Lockyer, Hale, Chevalier, Ricco u. a. beobachtet waren, von mir als Stücke optischer Projektionen von Wirbelringen erklärt sind[1]). Vollständige Projektionen solcher Wirbelringe, die bei vulkanischen Ausbrüchen der Erde gleichfalls beobachtet wurden, sind in der Sonnen-Atmosphäre. Herrn Valle am 30. August 1905 und Herrn Lockyer am 17. Juli 1907 zur photographischen Aufnahme, und ferner Herrn Chevalier am 31. Juli 1908 zur visuellen Beobachtung gelangt[2]). (Fig. 1.) Bei Gelegenheit der Randnähe der hierbei wirksamen Stelle gesteigerter Sonnentätigkeit ist außerdem, am Vortage, dem 30. Juli 1908, Herrn Chevalier von einer besonders stark leuchtenden Stelle einer solchen Protuberanz ein kontinuierliches Spektralband (spectre continui) geliefert worden[1]). An diesem Wirbelring waren demnach auch eigentlich photosphärische Massen beteiligt.

Die angeführten drei Gruppen von Erscheinungen beweisen das Vorhandensein chromosphärischer, sowie auch im engeren Sinne photosphärischer Massen in der unteren Korona. Die Gruppen (1) und (3) enthalten Erscheinungen, die direkte Analoga von Erscheinungen sind, welche bei irdischen Vulkanausbrüchen beobachtet wurden. Dazu treten analoge Gesetzmäßigkeiten.

4. Nicht selten stellt sich eine annähernd antipodale, oder auch eine andere, einfache Teilungsverhältnisse bietende Anordnung der Stellen erhöhter Sonnentätigkeit um die Äquatorialzone der Sonnenrundung ein, die an die von mir so genannten ringbildenden Weltbeben oder Weltkatastrophen der Erde erinnert[2]).

5. Wie manche vulkanisch-seismischen Erscheinungen der Erde, so lassen auch die Stellen stark gesteigerter Sonnentätigkeit gelegentlich in der Struktur der Sonnenfleckengruppen Wirbelspiralen teils antizyklonaler, teils zyklonaler Richtung erkennen. Jene ist meist den ältesten, den Kopf einer Gruppe bildenden Sonnenflecken eigen, diese findet sich dagegen bei schlierenförmigen Gruppenteilen, die ihre

1) Astronom. Nachrichten Nr. 4270, 4330, 4344; Archiv für Optik **1**, 440; Deutsche Rundschau für Geographie und Statistik **31**, 385—390, 392, 393.

2) Archenholds Weltall **9**, 394—396; Memoire della società degli Spettroscopisti **38**, 17—20; Astronom. Nachrichten Nr. 4270 u. 4330.

1) Memoire etc. **38**, 17. Eine sehr ähnliche Beobachtung gelang P. J. Feniji bei Randnähe des Sonnenflecks, der mit den magnetischen Störungen des 25. September 1909 in Zusammenhang gebracht ist, anscheinend am 29. September 1909. Eine Veröffentlichung des Herrn P. R. Handmann darüber („Natur und Kultur" **7**, 318—319) läßt die auf den Beobachtungen Herrn Deslandres entsprechende Anordnung eines Wirbelrings zu jenem Fleck und ferner, auf Grund des Dopplerschen Prinzips, unverkennbare Anzeichen der von mir vorausgesetzten Wirbelbewegung um die ringförmige Achse erkennen.

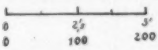
2) Diese Zeitschr. **10**, 921, 1909.

Fig. 2. Die Sonnenausbrüche der ersten September-Epoche 1909. Fünf Phasen der Fleckensignale, aufgenommen in Großflottbek.

I.	II.	III.	IV.	V.
Sept. 4.	Sept. 5.	Sept. 7.	Sept. 8.	Sept. 10.
20h 0 m. Gr.-Z.	19h 10 m. Gr.-Z.	19h 0 m. Gr.-Z.	21h 0 m. Gr.-Z.	22h 30 m. Gr.-Z.

Die Sonnenfleckengruppen lassen besonders in den Phasen IV und V Wirbelerscheinungen (Drehungen) erkennen, die bei Kern- und Halbschattenpartien in entgegengesetztem Sinne verlaufen.

1 Megameter = 1000 Kilometer,
1 Gradminute = 40000 Kilometer.



Ausbruchnatur noch sichtlich durch Überlagerung anderer Gruppenteile bestätigen können.

6. Diese Überlagerung findet stets nach östlicher Richtung statt. Sie entspricht also einem Zurückbleiben gegen die Rotationsbewegung und erfüllt das Gesetz der verminderten Geschwindigkeit im gleichen Rotationswinkel, bei zunehmender Entfernung von der Achse des rotierenden Systems.

Daraus folgte die Möglichkeit, die Höhe von Ausbruchssäulen zu berechnen, die durch solche Ausbildung der Sonnenfleckengruppen signalisiert wurden.

7. Die Berechnung brachte insofern eine Bestätigung der Voraussetzung von Ausbruchssäulen, als die errechneten Werte durchaus derselben Größenordnung angehörten, wie die in der optischen Projektion jenseits des Sonnenrandes gemessenen Protuberanzen. (Astronom. Nachr. Nr. 4349.)

Das Wachstum von Sonnenfleckengruppen findet weitaus überwiegend nach östlicher Richtung statt. Daraufhin wurde auch ihre Berechnung als Signale von Ausbruchssäulen im großen vorgenommen.

8. Sie ergab Ausbruchshöhen derselben Größenordnung wie unter 7.

9. Zwischen 5. und 11. September 1909 gelang es endlich, zwei Ausbrüche festzustellen, bei denen die Fleckenmassen hinreichende Dauer aufwiesen, um das nach der Theorie notwendige gleichmäßige Zurückbleiben der einmal emporgeworfenen Teile von Tag zu Tag erkennen zu lassen. (Fig. 2.)

Diese Messungen wurden doppelt ausgeführt, einmal an Zeichnungen, die durch Projektion in einem Grenzkreis gewonnen waren, und dann an Photographien der Casseler Sonnenwarte. In beiden Fällen ergab die eine Gruppe in sechs Etappen ein Wachstum um täglich 16 bis 18, die andere Gruppe in vier Etappen ein Wachstum um täglich 30 bis 36 Megameter (zu 1000 Kilometern) nach Osten. Daraus folgten als ungefähre Ausbruchshöhen für die eine Gruppe 65, für die andere 133 Megameter, also wieder sehr häufige Protuberanzenhöhen.

Die beiden eindrucksvollen Sonnenfleckengruppen dieser Epoche enthüllten sich als nichts anderes denn als Ausbruchssäulen, die dem Einfluß der Sonnenrotation sichtbar entsprachen.

Großflottbek, Ende November 1909.

(Eingegangen 3. Dezember 1909.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Über das Wesen der Kometen.

Von L. Zehnder.

(Mit Tafel VIII, IX und X.)

Immer noch ist das Wesen der Kometen wenig aufgeklärt, der Rätsel sind noch gar viele, obgleich die mächtigsten Fernrohre der Neuzeit und zahlreiche kleinere Fernrohre, die zwar entsprechend kleinere, aber dafür unter Umständen lichtstärkere Bilder der Kometen liefern, täglich auf besonders merkwürdige Kometen gerichtet werden, obwohl die Photographie und die Spektroskopie mit

ihren feinsten Methoden sich in den Dienst der Kometenforschung gestellt haben.

Es ist bekannt, daß man jedes Jahr eine größere Zahl von Kometen beobachten kann. Indessen sind die meisten von ihnen nur im Teleskop sichtbar, sie sind nur „teleskopische Kometen". Je kleiner sie sind, um so eher entgehen sie unseren Beobachtungen, um so größer ist aber wahrscheinlich ihre Anzahl. Wir vermögen nicht annähernd zu schätzen, wie viele Kometen jährlich in den Bereich der Sonnenanziehung gelangen, weil wir Himmelskörper unter einer gewissen Lichtstärke auch mit unseren besten Fernrohren nicht mehr zu sehen vermögen.

Über den Bau der kleinen teleskopischen Kometen hat man gegenwärtig ziemlich bestimmte Vorstellungen. Man hält sie für Ansammlungen von Meteoriten, d. h. von festen Körpern, die einst draußen im Weltraum durch Kondensation oder durch Sublimation von gas- oder dampfförmigen Substanzen entstanden sind. Solche Körper enthalten in der Regel viel Eisen, wie unsere Erde, daneben alle oder doch nur Substanzen, wie sie uns auf der Erde selber schon bekannt geworden sind. Die Zusammensetzung und den Aufbau der Meteoriten ersehen wir aus den da und dort auf die Erde gefallenen Bruchstücken von Meteoren, die als besonders große Meteoriten erkannt worden sind. Daß die teleskopischen Kometen wirklich aus Meteoriten bestehen, schloß man aus folgendem Grunde: Wird ein teleskopischer Komet mit dem Spektroskop untersucht, so läßt er ein schwaches kontinuierliches Spektrum erkennen, und daraus muß man schließen, daß er entweder ein selbstleuchtender Körper sei, daß er z. B. glühende Substanzen enthalte, wie die Sonne, oder daß er uns nur reflektiertes Sonnenlicht zusende, wie jeder flüssige oder feste von der Sonne beleuchtete Körper. Zwischen beiden Möglichkeiten entscheidet der Spektralapparat. Bekommen wir vom Kometen nur reflektiertes Sonnenlicht, so müssen wir von diesem Licht ein Spektrum erhalten, das ganz wie das Sonnenspektrum von genau denselben Absorptionslinien durchzogen ist. Nach Maßgabe der zunehmenden Helligkeit des Kometenlichts werden wir in seinem kontinuierlichen Spektrum zuerst die dunkelste Fraunhofersche Linie sehen, dann die zweitdunkelste usf.; bei sehr hellem Kometenlicht müssen wir nach und nach immer mehr Absorptionslinien erkennen, besonders bei langdauernden photographischen Aufnahmen. Sie müssen auch in derselben Abstufung erscheinen. Nehmen wir dagegen eine andere als die dunkelste Sonnenabsorptionslinie früher, oder nehmen wir bei zunehmender Helligkeit des Kometen die Absorptionslinien in anderer Reihenfolge wahr als im Sonnenspektrum, so kann das Kometenlicht einen anderen Ursprung haben. Jedenfalls müssen wir dann schließen, daß der Komet absorbierende Substanzen enthält. Erscheinen dagegen helle Linien auf dem kontinuierlichen Grunde des Kometenspektrums, so muß der Komet selbstleuchtende Substanzen enthalten.

Man ist also zu dem Schlusse gekommen, daß das Licht der teleskopischen Kometen reflektiertes Sonnenlicht sei, und daß es uns eine feste oder flüssige Kometenmasse verrate; denn eine gasförmige Kometenmasse würde wohl gar zu wenig Licht reflektieren, um uns sichtbar zu werden. Nun ist aber die Dichte der Kometen ganz außerordentlich gering. Dies geht einerseits daraus hervor, daß die Sterne durch die Kometen hindurch sichtbar bleiben und auch nicht einmal abgelenkt erscheinen, daß ihr Licht sogar kaum geschwächt wird, außer wenn sie unmittelbar hinter einen sehr dichten Kometenkern geraten, wie beispielsweise Archenhold kürzlich beobachtet hat. Andererseits hat noch nie aus der Gravitationswirkung eines Kometen auf einen Planet oder auf einen Satellit eine Kometenmasse berechnet werden können. So gering sind die Wirkungen sogar der allergrößten schon mit bloßem Auge sichtbaren Kometen auf unsere Sonnentrabanten allerart, daß wir sie nicht einmal wahrnehmen. Bedenkt man aber die ungeheuren Ausdehnungen der Kometen im Vergleich zu ihrer Masse, Ausdehnungen, die oft weit größer als die unserer Erde sind, so kann man nur schließen, daß der ganze Komet, da er aus dem vorhin angegebenen Grunde nicht gasförmig sein wird, aus diskret verteilter Materie, d. h. eben aus Meteoriten bestehe, daß er also ein Meteoritenhaufe, ein Meteoritenschwarm sei.

Wodurch unterscheiden sich aber die großen Kometen von den kleinen teleskopischen? Vermutlich durch nichts anderes als durch ihre Größe. Je größer sie sind, um so besser können wir sie sehen und die Vorgänge in ihnen wahrnehmen, weil unsere optischen Instrumente dies besser ermöglichen. Kommt ein Meteoritenhaufe in die Nähe der Sonne, so erhält er in der Regel eine nebelartig scheinende Hülle, in deren Mitte sich der Kern heller abhebt, und wenn der Meteoritenhaufe groß genug ist, erhält er noch einen mehr oder weniger merkwürdigen Schweif, der von der Sonne abgewandt ist. Oft erscheinen zwei oder noch mehr Schweife, die sich meist fächerförmig ausbreiten. Die Hülle oder Koma zeigt häufig sehr auffallende Strukturverhältnisse:

Helle, nebelhafte, zum Kern konzentrische Ringe und als Verbindungen dieser mit dem Kern gelegentlich auch radiale heller leuchtende gegen die Sonne gerichtete Schweife, die um die Kernmitte hin- und herpendeln können. Oft nimmt man in der Hülle stufenweise oder periodische Änderungen dieser Lichtverteilungen wahr und sehr häufig beobachtete man ein Ausströmen leuchtender Materie aus dem Kometenkern namentlich gegen die Sonne hin, welche leuchtende Materie sich manchmal in einer gewissen Entfernung vom Kern kreisförmig umbiegt, dann zurückströmt und schließlich in den Schweif übergeht.

Für die physikalischen Ursachen dieser Erscheinungen kommen gegenwärtig im wesentlichen etwa die folgenden Hypothesen in Betracht:

1. Der Meteoritenhaufe wird, wenn er in die Sonnennähe kommt, durch die Anziehungskraft der Sonne auseinander gezogen. Denn die Gravitationswirkung der einzelnen Meteorite aufeinander ist fast verschwindend klein im Vergleich zur Anziehung der Sonne, so klein, daß wir sie mit unseren feinsten Wagen eben nur noch zu messen imstande sind. Die Sonne vergrößert also die gegenseitigen Abstände der Meteoriten voneinander, weil sie die näheren stärker anzieht als die entfernteren. Zugleich übt sie eine um so stärkere Wärmewirkung aus, je näher ihr die Meteoriten kommen. War der Meteoritenhaufe zuvor in Neptunsabstand oder noch weiter entfernt, so mußte er die Temperatur des umgebenden Weltraumes, d. h. etwa die größtmögliche Kälte —273° C, besitzen und alle seine Substanzen, auch unsere „Gase", befanden sich im festen Zustande. Je näher er aber der Sonne kommt, um so mehr Substanzen verdampfen. Zuerst Helium, dann Wasserstoff, Stickstoff, Sauerstoff und die anderen Gase, dann Kohlenwasserstoffe und weitere leicht flüchtige Verbindungen, ferner Wasser, und endlich Substanzen, die nur bei noch höheren Temperaturen als Wasser in Dampfform existieren. Daß eine sehr energische Verdampfung zustande kommen muß, namentlich auf der Sonnenseite, und daß deshalb die verdampfte Materie vorzugsweise gegen die Sonne ausströmen wird, kann nicht bezweifelt werden. Es ist denn auch schon vor langen Zeiten die Vermutung ausgesprochen worden, der Kometenschweif sei eine Dampfsäule, die aus dem Kometenkern entwickelten Dämpfe strömen in den Schweif, und daher ziehe der Komet mit einer wie Rauch erscheinenden Dampfsäule seine Bahn entlang. Dabei erscheint besonders merkwürdig, daß diese Dampfsäulen nicht in den Bahnen der mit ungeheuren Geschwindigkeiten von beispielsweise gegen 600 km in der Sekunde dahinrasenden Kometen zurückbleiben, etwa wie die Meteorschweife, sondern daß sie stets mehr oder weniger genau vom Kometen aus die der Sonne abgewandte Richtung einschlagen. Zuerst war es wohl Olbers, der die Vermutung aufstellte, daß abstoßende Kräfte zwischen der Sonne und dem Kometenkern einerseits und den Kometendämpfen anderseits vorhanden sein müßten, durch die alle Dämpfe vom Kern und von der Sonne weggetrieben würden, sogar die anfänglich gegen die Sonne ausgeströmte Materie. Bessel nahm dann speziell elektrische Kräfte als wirksam an, sowie polare Wirkungen, in der Weise, daß die eine Kernhälfte von der Sonne angezogen, die andere von ihr abgestoßen, daß überdies die entwickelten Dampfmassen von der Sonne und vom Kern elektrisch abgestoßen werden, und er begründete diese Hypothese durch mathematische Berechnungen. Es gelang ihm denn auch, zu zeigen, daß beispielsweise die am Halleyschen Kometen von ihm beobachteten pendelartigen Schwingungen der ausströmenden Materie um den Kernmittelpunkt aus seiner Theorie sich erklären ließen. Ähnliche Anschauungen haben Zöllner und Lamont entwickelt. Bredichin unterschied namentlich drei charakteristisch verschiedene in den Schweifen wirksame abstoßende Kräfte und führte diese darauf zurück, daß die Schweifmaterie entweder aus Wasserstoff oder aus Kohlenwasserstoffen, oder etwa aus Eisendampf bestehe. Dementsprechend sagte er die Gestalt der Schweife eines neuen Kometen voraus, wenn ihm seine Bahnelemente, d. h. zum Beispiel seine Annäherung an die Sonne und die Neigung seiner Bahn zur Ekliptik bekannt waren. Indessen ist nach unseren irdischen Vorstellungen über die Erzeugung der Elektrizität schwer verständlich, warum denn nicht die entsprechende, mit der der Sonne ungleichnamige Elektrizität auf dem Kometenkern zurückbleibt, und warum also der Kometenkern nicht von der Sonne stärker als zuvor angezogen wird, somit seine Umlaufzeit verkürzt? — Bei der spektralen Untersuchung des Kometenlichts sah man, daß das Licht vieler Kometen ein Bandenspektrum erkennen ließ, das besonders mit dem von Kohlenwasserstoffen und Cyanverbindungen nahezu, wenn auch nicht völlig, übereinstimmte. Vogel und Hasselberg haben aber gezeigt, daß das Spektrum in dieser Weise Änderungen erleiden kann, wenn den Kohlenwasserstoffen noch Kohlenoxyd beigemengt wird und wenn das Licht durch elektrische Entladungen zustande kommt.

2. Nachdem in den letzten Jahren Kathodenstrahlen, Röntgenstrahlen und Radiumstrahlen eine so große Bedeutung erlangt haben, kann es nicht wundernehmen, wenn diese Erscheinungen auch auf kosmische Vorgänge übertragen worden sind. Es ist versucht worden, die Sonnenstrahlung durch Radium zu erklären. Die Berechnung, wieviel Radium hierfür in der Sonne sein müßte, ergab keine sehr unwahrscheinlichen Zahlen. Aus dem Radiumgehalt unserer verschiedensten irdischen Gesteinsarten kam man jedenfalls zu dem Schluß, daß sich die vorhandene Erdwärme auf der Erdoberfläche durch diesen Radiumgehalt erklären ließe. Es wurde dann weiter geschlossen, auch bei Kometen spielen die Radiumstrahlungen, die von Kathodenstrahlen und Röntgenstrahlen oder doch von sehr ähnlichen Strahlen begleitet sind, eine große Rolle. Alle diese Strahlenarten sind allerdings selber nicht sichtbar, sie bringen aber fluoreszenzfähige Körper zum Leuchten. Wenn also in Kometen solche Strahlungen sehr intensiv vorhanden wären, so könnten wir ein nebelhaftes Leuchten fluoreszenzfähiger Bestandteile der Kometen wahrnehmen. Es erscheint aber doch fraglich, ob sich die zahlreichen Vorgänge in den Kometen durch diese Strahlungen allein einigermaßen einwandfrei erklären lassen.

3. Zuerst hat wohl Kepler die Vermutung ausgesprochen, das Licht übe einen Druck auf die beleuchteten Körper aus; in gleicher Weise äußerte sich Euler. Aber Newton ließ merkwürdigerweise diese Ansicht nicht gelten, obwohl sie gerade mit seiner Emissionstheorie des Lichts aufs beste harmonierte. Maxwell hat dann aus seiner elektromagnetischen Lichttheorie wiederum gefolgert, daß das Licht auf die von ihm getroffenen, auf die beleuchteten Körper einen Druck ausüben müsse; auf der Einheitsfläche laste ein dem Lichtenergieinhalt der Volumeneinheit gleicher Lichtdruck oder Strahlungsdruck. Er berechnete seine Größe, fand ihn aber so gering, daß man den Druck kaum zu messen hoffen durfte. Dennoch haben bekanntlich Lebedew und bald darauf Nichols und Hull diesen Strahlungsdruck tatsächlich nachgewiesen und mit der Theorie übereinstimmend gefunden. Arrhenius wandte ihn auf kosmische Vorgänge an. Er folgerte, daß leichtere Teilchen durch den Strahlungsdruck der Schwerkraft entgegen sogar von der Sonne weggetrieben werden müssen. Ihm und besonders Schwarzschild gelang es denn auch, durch Berechnungen nachzuweisen, unter welchen Bedingungen tatsächlich Materie in solcher Weise von der Sonne weggetrieben werde. Die stärkste abstoßende Wirkung des gewöhnlichen Lichts wird auf vollkommen reflektierende Kügelchen von geringster Dichte und von gewissen, den Lichtwellenlängen entsprechenden Durchmessern ausgeübt. Je kleiner oder je größer die Kügelchen werden, um so geringer wird der Strahlungsdruck. Für Teilchen von 0,00016 mm Durchmesser ist der Strahlungsdruck ein Maximum, wenn sie die Dichte des Wassers haben; Teilchen von dreimal kleinerem oder von zehnmal größerem Durchmesser als jene Kügelchen werden schon nicht mehr abgestoßen, für solche überwiegt die anziehende Kraft der Sonne, wenn ihre Dichte nicht geringer ist als die des Wassers. Ferner werden vollkommen absorbierende Kügelchen nur halb so stark abgestoßen als vollkommen reflektierende. Arrhenius denkt sich nun auch, die Kometenmaterie verdampfe unter der Wirkung der Sonnenstrahlung und sie ströme zuerst in der Richtung gegen die Sonne hin; wenn sich aber die Molekeln der gebildeten Dämpfe zu Kügelchen von 0,00005 bis 0,0015 mm Durchmesser kondensiert haben, überwiege der Strahlungsdruck, und solche Teilchen werden dann mit großer Geschwindigkeit von der Sonne abgestoßen. Im Maximum könnte diese abstoßende Kraft der Sonne etwa zehnmal größer werden als ihre Anziehung durch die Gravitation, wenn die Dichte der Kügelchen gleich der des Wassers wäre. Bei einigen Kometen haben aber die Berechnungen ergeben, daß auf die Kometenschweifmaterie eine abstoßende Kraft wirken müßte, die sogar vierzigmal größer wäre als die Schwerkraft der Sonne. Eine so große Kraft glaubt Arrhenius annehmen zu dürfen; er denkt sich die aus dem Kometenkern verdampften und ausgetriebenen Kohlenwasserstoffe unter der ungeheuren Sonnenstrahlung verkohlt, also ziemlich vollkommen absorbierend, aber zugleich etwa zehnmal leichter als Wasser geworden, etwa so porös wie feinsten Ruß[1]); dann wäre eine so große abstoßende Kraft möglich. Nun ist aber die Grenze der Teilchengröße, bei der die Abstoßung durch den Strahlungsdruck zur Geltung kommt, doch gar zu gering. Es ist nämlich folgendes zu bedenken: Wenn sich die Dampfmolekeln in der Kometenhülle nach Arrhenius zu Tröpfchen von 0,00016 mm Durchmesser kondensieren, so vergrößern sie sich doch, da sie unter den gleichen Kondensationsbedingungen geblieben sind, immer noch weiter; sie werden sich im Gegenteil noch rascher kondensieren, wenn sie von der Sonne

1) Die geringe Dichte des Rußes ist übrigens nur eine scheinbare: der Ruß enthält Luft. Treibt man diese Luft aus, so wird die Dichte des Rußes gleich der der Kohle werden, also größer als die des Wassers sein.

in kältere Regionen weggetrieben, zugleich in schnellere Bewegung versetzt und also häufigeren Zusammenstößen ausgesetzt werden. Dann aber nimmt der auf sie wirkende Überschuß des Strahlungsdrucks über die Gravitation immer mehr ab, und wenn z. B. die Tröpfchen von der Dichte des Wassers den etwa zehnmal größeren Durchmesser von 0,0015 mm erreicht haben, so werden sie unter noch so günstigen sonstigen Bedingungen schon nicht mehr abgestoßen, sondern von der Sonne angezogen. Kann man sich also etwa denken, vom Kometenkern verdampfte und gegen die Sonne ausgeschleuderte Substanzen kondensieren sich wieder, trotz der noch größeren Sonnennähe, und sie werden in einem gewissen Kondensationszustand von der Sonne abgestoßen, biegen also um und wenden sich dem Schweife zu, so ist doch der oft sehr lange Schweif, und namentlich die auf manche Kometenschweife wirkende überaus große Abstoßungskraft, die in einzelnen Fällen die Anziehungskraft der Sonne etwa um das Vierzigfache übertreffen muß, nach der Theorie des Strahlungsdrucks allein kaum zu verstehen. Man müßte jedenfalls noch elektrische Kräfte zu Hilfe nehmen.

4. Bei den an den Kometen beobachteten Erscheinungen sind wohl noch andere Vorgänge zu berücksichtigen, auf die ich schon vor 20 Jahren im Kosmos, Band I, S. 186, 1886 sodann in meinen Büchern: „Die Mechanik des Weltalls" und „Das Leben im Weltall" hingewiesen habe. Um diese Vorgänge eingehender zu beleuchten und zugleich meine früheren Entwicklungen in einigen Punkten richtigzustellen, möchte ich etwas weiter ausholend unser Sonnensystem, soweit es hier für uns in Betracht kommt, etwa folgendermaßen beschreiben:

Die Sonne wird umkreist von den Planeten mit ihren Satelliten. Vermöge ihrer ungemein großen Masse zieht die Sonne aus einem entsprechend großen Bereich alle in diesem Raume befindlichen Körper, große und kleine, zu sich heran. Hätten alle uns zunächst befindlichen Fixsterne gleiche Masse wie die Sonne, so würde der Anziehungsbereich der Sonne bis zu den halben Abständen von diesen Fixsternen reichen, also über 4000mal weiter als bis zum Abstand des äußersten uns bekannten Planeten, des Neptun. Wäre ferner der kosmisch nebelartige Zustand, aus dem unser Sonnensystem und die in seiner Nachbarschaft befindlichen Fixsterne möglicherweise hervorgegangen sind, einmal ein vollkommener Ruhezustand gewesen, so würden im allgemeinen alle Körper, die jetzt im Anziehungsbereich der Sonne sind, immer in diesem Anziehungsbereich gewesen sein. Würden in den größten zu jenem Anziehungsbereich unseres Sonnensystems gehörenden Abständen Planeten oder Meteoriten in Kreisbahnen um die Sonne kreisen, so hätten sie für einen Umlauf etwa 40 Millionen Jahre nötig. Meteoriten oder Meteoritenhaufen dagegen, die ohne wesentliche Eigengeschwindigkeit in jenen großen Abständen sich gebildet hätten, die sich gegen die Sonne bewegten und sie wie Kometen umkreisten, brauchten zwar weniger, aber immer noch etwa 14 Millionen Jahre zu einem Umlauf um die Sonne, bis zu ihrem Wiedererscheinen in der Sonnennähe. Nun besteht allerdings keine solche Unveränderlichkeit der Abstände unseres Sonnensystems von benachbarten Fixsternen. Bewegt sich doch unsere Sonne wahrscheinlich mit etwa 20 km Geschwindigkeit im Raume ungefähr gegen das Sternbild der Leier, und andere Sonnen haben zum Teil noch größere Eigengeschwindigkeiten! Daher ist es denn auch denkbar, daß Meteoriten, Meteoritenhaufen, Kometen, die von den Grenzen des Anziehungsbereiches unserer Sonne herkamen und einmal um unsere Sonne kreisten, nachher in den Anziehungsbereich einer anderen Sonne gelangten, und daß sie dann wohl nie mehr zurückkehren werden.

Von allen großen Kometen und von den zahlreichen teleskopischen Kometen, die man bis dahin zu beobachten Gelegenheit hatte, ist meines Wissens noch nie einer unmittelbar in die Sonne gestürzt. Sie alle hatten außer den radialen auf die Sonne gerichteten noch seitliche Bewegungskomponenten, hervorgerufen durch irgendwelche äußeren Ursachen, z. B. durch Anziehungen von größeren oder kleineren Weltkörpern, als sie noch weit außen sich befanden, oder durch Anziehungen von unseren Planeten, und diese seitlichen Komponenten bewirkten, daß sie um die Sonne kreisen mußten, statt in sie zu stürzen. Ähnlich muß es sich mit allen einzelnen Meteoriten verhalten, die sich im Anziehungsbereich der Sonne befinden. Nur ein sehr kleiner Teil derselben stürzt unmittelbar in die Sonne, alle anderen kreisen in mehr oder weniger langgestreckten Ellipsen um die Sonne herum und sie kehren größtenteils früher oder später wieder zur Sonne zurück, wie die periodischen Kometen. Auch die Erde zieht Meteoriten an, wie die Sonne, und lenkt sie aus ihren Bahnen ab. Aber nur ein sehr kleiner Teil von diesen Meteoriten stürzt dabei auf die Erde herab, der größte Teil fliegt an ihr vorbei und in der Regel gegen die Sonne hin. Aus der Zahl der Meteoriten, die unmittelbar auf die Erde

stürzen und uns als Sternschnuppen oder Meteore sichtbar werden, können wir einen Schluß ziehen auf die Zahl der Meteoriten, die sich in die Sonne stürzen. Da nämlich nicht die Erde, sondern die Sonne die wesentliche, die Meteoriten herbeiholende Masse hat, so fliegen alle Meteoriten auf die Sonne los und nur etwa der Teil unter ihnen, der beim Sturz gegen die Sonne gewissermaßen durch den Erdquerschnitt abgefangen wird, fällt auf die Erdoberfläche. Daher fallen so viel mehr Meteoriten auf die Sonne, als die zur Sonne konzentrische durch die Erde gehende Kugeloberfläche größer ist als der Erdquerschnitt. Dies Verhältnis beträgt über 2 Milliarden, d. h. 2 Milliarden mal mehr Meteoriten stürzen auf die Sonne als auf die Erde, oder bei gleichen Flächenstücken stürzen gegen 50000mal mehr Meteoriten auf die Sonne als auf die Erde. Dieser gewaltige Meteoritenregen vergrößert wahrscheinlich doch die Sonnenmasse nicht sehr bedeutend. Auch können wir die Erscheinungen des Einstürzens einzelner Meteoriten vermutlich nie sehen, weil sie im Verhältnis zur Sonnenausdehnung doch gar zu geringfügig sind. Dagegen mag etwa das Einstürzen eines gewaltigen Meteoritenhaufens, den wir unter Umständen als teleskopischen Kometen erkennen könnten, falls er der Beobachtung nicht entgeht, durch entsprechendes Aufspritzen der Sonnen-Gasmassen als große Protuberanz in die Erscheinung treten.

Wenn wir nun in Erwägung ziehen, wie außerordentlich viele Meteoriten auf die Sonne stürzen und wie noch unermeßlich viel mehr Meteoriten an der Sonne vorbeifahren, ohne in sie zu stürzen, so daß sie nur in Ellipsen um sie kreisen, so müssen wir weiter folgern, daß der überwiegende Teil dieser Meteoriten unserem Sonnensystem erhalten bleibt, daß er periodische Umläufe um die Sonne macht und früher oder später immer wieder zurückkehrt. Daher wird die Sonne von einer ungeheuren Zahl von Meteoriten und Meteoritenhaufen umschwärmt. Die Exzentrizitäten der Bahnen dieser Meteoriten werden immer kleiner und kleiner. Ob freilich ein widerstehendes Mittel, ob der Äther wirklich vorhanden ist, der, wenn er auch noch so fein und dünn wäre, doch im Laufe der Jahrmillionen diese Bahnen verkleinern müßte, wissen wir nicht; jedenfalls wird das Vorhandensein eines solchen Äthers in neuester Zeit wieder stark angezweifelt. Ein anderes widerstehendes Mittel ist aber ganz sicher vorhanden: die zahllosen um die Sonne schwärmenden Meteoriten selber. Jeder Meteorit wird, wenn er um die Sonne schwärmt, viel mehr Meteoriten begegnen, die in entgegengesetztem Sinne um die Sonne kreisen, als solche, die sich gleichsinnig bewegen. Stößt er, was wahrscheinlicher ist, mit einem jener ersteren Meteoriten zusammen, so verlieren beide Meteoriten von ihren Geschwindigkeiten. Dadurch werden ihre Bahnen kleiner, sie rücken der Sonne näher heran. Je kleiner aber die Bahnen der Meteoriten sind, je weniger sie über die Planetenbahnen hinausreichen, je länger also die Meteoriten im Anziehungsbereich der Planeten bleiben, um so mehr werden ihre Bahnen gegen die mittlere Bahnebene aller Planeten herangezogen. Bewegen sich dann die Meteoriten annähernd in dieser mittleren Planetenbahnebene und kreisen sie den Planeten entgegen, in rückläufigem Sinne, um die Sonne, so erfahren sie häufiger Störungen durch die Planeten, als wenn sie in gleichem Sinne umlaufen. Schließlich stürzen sie in einen Planeten hinein, oder sie werden in gleichsinnige Bahnen abgelenkt. So geht, allerdings erst in ungeheuren Zeiträumen, eine kugelförmige Hülle der Sonne, in der die unermeßliche Zahl der Meteoriten ohne Vorhandensein der Planeten in verhältnismäßig gleichmäßiger Verteilung aller Umlaufsrichtungen kreisen würde, in eine abgeplattete ellipsoidische Hülle über. Den hellsten Teil dieser scheibenförmig abgeflachten Hülle, den Teil also, in dem am meisten Meteoriten kreisen und in dem sie durch die Sonne am hellsten beleuchtet werden, nehmen wir unter günstigen Umständen als Zodiakallicht wahr. Aber sowohl seitlich von dieser Scheibe, als auch außerhalb von ihr kreisen noch ungezählte Milliarden von Meteoriten, die freilich zu wenig dicht beieinander sind, als daß sie uns in ihrer Gesamtheit unter gewöhnlichen Umständen sichtbar sein könnten.

Ein ungefähres Bild unseres Sonnensystems im kleinen stellt das Saturnsystem mit seinen Meteoritenringen und mit seinen Satelliten dar. Die um den Saturn kreisenden Meteoriten bilden aber hier verhältnismäßig dünne flache Ringe und sie bewegen sich in größter Ordnung, auch wohl alle in gleichem Sinne und ziemlich in der gleichen Ebene um den Saturn herum. Ihre Zahl wird eben durch neu einstürzende Meteoriten kaum wesentlich vermehrt, weil der Saturn vermutlich kaum mehr von den Meteoriten, die von der Sonne angezogen werden, abzufangen vermag, als unsere Erde. Denn obwohl die Masse des Saturns etwa 90mal größer ist als die der Erde, so ist doch auch die Zahl der in seinem Abstande nach der Sonne strebenden und durch die Flächeneinheit fliegenden Meteoriten etwa 90mal kleiner. Dementsprechend werden die Meteoritenringe des Saturns durch neu einstürzende Meteoriten

nur wenig gestört und durch die Gravitationswirkungen der Saturn-Satelliten und der Meteoriten der Ringe selber mußten sich schließlich ganz flache Ringe ausbilden. Auch das Zodiakallicht erschiene uns viel schmaler, wenn nicht so unermeßlich viele Meteoriten immer wieder mit größten Exzentrizitäten und in allen möglichen Bahnebenen um die Sonne kreisten, die nur im Laufe von Jahrmilliarden gegen die mittlere Umlaufsebene aller Planeten herangezogen werden können.

Nun wollen wir einen Meteoritenhaufen näher ins Auge fassen, der etwa von der Grenze des Bereichs der Sonnenanziehung herkommt und sich uns jetzt nähert. Ein solcher Haufen kann aus dicht aneinander befindlichen Meteoriten bestehen. Ist dies der Fall, so ist er fast so undurchsichtig wie z. B. ein Satellit oder ein Planetoid von gleichen Dimensionen. Ferner besitzt er dann annähernd dieselbe Masse wie ein anderer gleich großer fester Weltkörper; seine Dichte wäre vermutlich etwa der mittleren Dichte unserer Erde gleich, also nicht viel geringer als die Dichte des Eisens; denn die Meteoriten enthalten ja häufig viel Eisen. Es haben aber die größeren Kometenkerne ganz bedeutende Ausdehnungen von vielen Hunderten von Kilometern, sie mögen vielleicht in einzelnen Fällen ebenso groß werden wie unser Mond, und doch soll ihre Masse so klein sein, daß noch nie die Wirkung einer solchen Masse auf einen Planeten oder auf einen Satelliten trotz gegenseitiger großer Annäherungen wahrgenommen werden konnte. Daraus müssen wir, wie schon oben bemerkt wurde, schließen, daß solche große Kometenkerne nicht aus dicht aneinander befindlichen, sondern aus diskret verteilten Meteoriten bestehen, daß alle ihre einzelnen Meteoriten in größeren Abständen von allen anderen Meteoriten dahinfliegen. Einem solchen System kann freilich kein statisches Gleichgewicht zukommen, wohl aber ein dynamisches. Es kann ein dem oben beschriebenen Sonnensystem ähnliches System im kleinen sein. Dafür spricht sogar die größte Wahrscheinlichkeit, daß es so ist. Denn als der Meteoritenhaufe sich bildete, weit draußen, außerhalb der Neptunsbahn, als er mehr und mehr benachbarte Meteoriten zu sich heranzog, da mußten außer den radialen Bewegungskomponenten auf den Haufen hin auch seitliche Anfangsbewegungen der Meteoriten vorhanden sein, die ihr exzentrisches Einstürzen in den Meteoritenhaufen bewirkten. Dadurch erhielt der betreffende Meteoritenhaufe, soweit sich die Bewegung des eingestürzten auf die benachbarten Meteoriten übertrug, eine Rotation in bestimmter Rotationsebene. Durch jeden neu einstürzenden Meteoriten wurde wieder eine andere Rotationsbewegung mit anderer Rotationsebene auf den Haufen übertragen. Daher müssen die meisten Meteoriten eines solchen Haufens um seinen gemeinsamen Schwerpunkt kreisen und weil die Masse des Haufens gar so gering ist, sind die Umlaufsdauern und die Abstände, bis zu denen sich die Meteoriten vom gemeinsamen Schwerpunkt des ganzen Haufens entfernen, relativ groß; letztere können leicht Hunderte von Kilometern, die Umlaufszeiten viele Tage, Wochen und noch mehr betragen. Wenn dem so ist, so könnte man aus der Umlaufsdauer weitab kreisender Meteoriten, falls sie bestimmbar wäre, die Masse ihres Anziehungszentrums, des zentralen Meteoritenhaufens, berechnen.

Die Rotationsebenen solcher Meteoritenhaufen werden im allgemeinen dem Zufall entsprechend jede beliebige Neigung haben können; denn jeder einstürzende Meteorit suchte wieder eine andere Rotationsebene hervorzubringen und alle größeren einstürzenden Meteoriten haben einem Teil der kleineren Meteoriten des Haufens ihre Rotationsebene aufgezwungen. Wegen der großen Abstände der bereits kreisenden Meteoriten von ihrem gemeinsamen Zentrum und wegen ihrer langen Umlaufsdauer werden sich die verschiedenen Meteoriten der verschiedenen Rotationsebenen kaum gegenseitig stören, sie werden jahrhundertelang, vielleicht unermeßlich viel länger aneinander vorbeifliegen und um den gemeinsamen Anziehungsmittelpunkt kreisen. Sie werden teilweise geregeltere Ringe oder Scheiben bilden können, deren Meteoriten in gemeinsamer Ebene um dasselbe Zentrum kreisen und derselbe Meteoritenhaufe kann sogar gleichzeitig mehrere Meteoritenringe besitzen, die in verschiedenen Rotationsebenen kreisen, wenn nur die Durchmesser der Ringe wesentlich voneinander verschieden sind, so daß sich die Ringe gegenseitig nur unerheblich stören.

Bewegt sich ein solcher Meteoritenhaufe von weit außen gegen unsere Sonne heran, so werden zuerst durch zunehmende Erwärmung die auf oder in den Meteoriten in festem Zustande befindlichen sogenannten Gase frei, nämlich Helium, dann Wasserstoff, Stickstoff, Sauerstoff, Kohlenoxyd, Kohlensäure usf. (abgesehen von den in sehr geringen Mengen vorhandenen Edelgasen). Diese Gase bleiben wegen der Gravitationswirkung der Meteoriten und wegen der anfänglich noch sehr niedrigen Temperatur bei ihren Meteoriten und lagern sich in Kugeln, als kleine Gashüllen, um sie herum, oder sie vereinigen sich um Ansammlungen von Meteoriten herum zu einer für sie alle gemein-

schaftlichen Atmosphäre. So mögen kugelförmige, scheibenförmige, ringförmige und noch anders geformte Atmosphären entstehen, je nach der Gesamtform der einander benachbarten Meteoriten, deren Gashüllen zu einer gemeinschaftlichen Atmosphäre ineinander fließen. Je kälter die Meteoriten sind, um so kleiner und dichter sind ihre Gashüllen, je wärmer jene werden, bei ihrer Annäherung an die Sonne, um so dünner und ausgedehnter werden diese. Bei höherer Temperatur beginnen aber auch andere Substanzen zu verdunsten, also in Gas- oder Dampfform überzugehen, z. B. Kohlenwasserstoffe, Wasser usf., so daß die Dichten der entstehenden Gashüllen dadurch vermehrt werden. Steigen die Temperaturen über gewisse Beträge, so werden diese und jene Gas- oder Dampfmolekeln auf so große Molekulargeschwindigkeiten gebracht, daß sie den Meteoritenhaufen verlassen, um eigene Bahnen einzuschlagen, die gewöhnlich auf kürzeren Wegen zu der Sonnenoberfläche führen werden. Aber immer neue Substanzen werden verdampft, so daß auch immer neue Gashüllen entstehen.

Nun wissen wir, daß alle diese Gashüllen, diese Atmosphären brechende Wirkungen auf das durch sie hindurchtretende Sonnenlicht ausüben müssen. Eine kugelförmige Gashülle muß das von der Sonne auf sie auffallende divergierende Strahlenbündel je nach ihrer geringeren oder größeren Dichte zu geringerer Divergenz oder sogar zur Konvergenz bringen. Je gleichmäßiger ihre Dichte ist, ein um so regelmäßiger konzentriertes Lichtbündel tritt auf der anderen Seite aus der Gashülle aus, wie es ja mathematisch zu berechnen, geometrisch zu konstruieren ist. Noch günstiger für die Konzentration können geeignete Dichtezunahmen der Gashüllen von außen nach ihrer Mitte hin wirken, indem sie die Randstrahlen und die den zugehörigen Meteoriten eben noch streifenden Zentralstrahlen so ablenken, daß beiderlei Strahlen von demselben Punkt zu divergieren oder nach demselben Punkt zu konvergieren scheinen. Aber auch eine Gasmasse von ungleichmäßiger Gestalt und Dichte, eine beliebig geformte Atmosphäre muß im allgemeinen nach einzelnen Stellen, die von der Sonne abgewandt liegen, vermöge ihrer Brechungswirkungen das Licht mehr oder weniger konzentrieren.

Bewegt sich nun ein Meteorit an eine solche Stelle konzentrierten Lichts, so wird er stärker beleuchtet als zuvor. Er kann uns sichtbar werden, wenn er es vorher nicht war. Ist er gleich groß und sonst gleich beschaffen, wie der Meteorit, der die lichtbrechende Gashülle besitzt, so wird jener uns doch leichter sichtbar sein als dieser, weil mehr Sonnenlicht auf jenen konzentriert wird als auf diesen. Aber nicht nur die Lichtwirkung des konzentrierten Lichtstrahlenbündels ist zu berücksichtigen, sondern auch seine Wärmewirkung. Das konzentriertere Lichtbündel wirkt in der Regel stärker erwärmend, als das nicht konzentrierte Lichtbündel. Diese Wärmewirkung hat erstens zur Folge, daß der heller beleuchtete Meteorit nun selber eine größere Gashülle bekommt, die selber wieder lichtbrechend wirkt und noch weiter von der Sonne entfernte Meteoriten beleuchtet; zweitens werden aber, wenn die Wärmewirkung intensiv genug geworden ist, leicht verbrennliche Stoffe, z. B. Kohlenwasserstoffe, zur Entzündung gebracht und auch sonst werden gewisse chemische Verbindungen eingeleitet. Die in solcher Weise selbstleuchtend gewordenen Substanzen der Meteoriten erkennen wir an ihrem Spektrum.

Während die kleinen Gashüllen der einzelnen Meteoriten nur eine kleinere Zahl anderer hinter ihnen befindlichen Meteoriten beeinflussen, nämlich hell beleuchten und für uns sichtbar machen können, ist die Wirkung großer Gaskugeln oder in anderer Weise begrenzter Gashüllen entsprechend umfassender. Wenn alle Gashüllen nahe benachbarter und doch diskret verteilter, z. B. einem Rotationssystem angehörender Meteoriten beispielsweise zu einer einzigen großen Gaskugel zusammenfließen, so beleuchtet diese alle hinter ihr befindlichen Meteoriten um so stärker, je mehr das Sonnenlichtbündel durch sie konzentriert wird. Durch Kontrastwirkung (wie beim Ultramikroskop) sehen wir diese hell beleuchteten Meteoriten besser als alle weniger beleuchteten Meteoriten der ganzen Umgebung, ebenso wie wir in einem ins dunkle Zimmer fallenden Lichtstrahl unzählige Stäubchen sehen, die wir ohne diese Kontrastwirkung nie unmittelbar beobachten könnten. Erst an diesen Stäubchen erkennen wir die Begrenzung des Sonnenstrahls. Ganz ähnlich bei dem Meteoritenhaufen, den wir vermöge seiner Erscheinungen als Kometen ansprechen. Wir glauben, an ihm einen von der Sonne abgewandten nebelhaft leuchtenden Schweif zu sehen. Am hellsten werden die unmittelbar hinter der Gaskugel befindlichen Meteoriten beleuchtet, besonders wenn etwa das Strahlenbündel konvergent geworden ist. Dann scheint der so entstehende Schweif an einer bestimmten Stelle einen Brennpunkt zu haben, von dem die Strahlen nachher divergierend ihren Weg fortsetzen. Solche Photographien von Kometenschweifen sind tatsächlich da und dort erhalten worden. Ich erwähne z. B. die Aufnahme des Kometen

Borrelly 1903c durch M. Wolf[1]) (Fig. 1)[2]). Wird das Lichtbündel durch die Glaskugel nicht konvergent, sondern mehr oder weniger parallel gemacht, so erstreckt es sich in fast gleicher Intensität in unermeßliche Entfernungen und alle nach den vorhergehenden Entwicklungen um die Sonne kreisenden Meteoriten, die in dieses Strahlenbündel eintreten, werden hell beleuchtet und daher in gewissem Bereiche für uns sichtbar. Der uns erscheinende Kometenschweif kann vorübergehend Hunderte von Millionen Kilometer lang werden, wie beim großen Kometen von 1843 (Fig. 2). Aber nur vorübergehend; denn die Dichte der Gaskugel ändert sich, ebenso ihr Abstand von der Sonne, und nur kurze Zeit tritt ein mehr oder weniger genau paralleles Lichtstrahlenbündel aus der Kugel heraus. Es ist ferner leicht verständlich, daß unter Umständen ein solches Lichtstrahlenbündel einen hellen Mantel erkennen läßt, daß die Mitte dunkler erscheint. Wir haben nur nötig, uns zu erinnern, daß die große Gashülle um einen Meteoritenhaufen sich gebildet hat, der in seinem Zentrum in der Regel dichter zusammenliegende Meteoriten enthält als außen, wie es ja bei einem Rotationssystem nicht nur möglich, sondern auch wahrscheinlich ist. Dann wirft dieser undurchsichtige Kern einen Schatten in das Lichtbündel hinein und dessen Mitte bleibt dunkel. Kometenschweife dieser Art sind vielfach beobachtet worden. Ich nenne nur den Kometen von 1811 (Fig. 3) und den Donatischen Kometen 1858 (Fig. 4) als Beispiele. Wenn die Gashülle nicht in ihrer Gesamtheit kugelförmig ist, sondern z. B. aus mehreren eben ineinander fließenden Kugeln besteht, so können mehrere parallele Schweife nebeneinander bestehen. Bei anderen unregelmäßigen Begrenzungen der Gashüllen mögen mehrere divergente, also fächerförmig erscheinende Schweife zustande kommen.

Aber nicht nur das konzentrierte Lichtstrahlenbündel bedingt die Begrenzung des Schweifs, sondern auch die ringsum vorhandenen Meteoriten selber. Wenn der die Kometenerscheinung hervorrufende Meteoritenhaufe, den wir nach unseren Darlegungen nur als Kern und Hülle des Kometen auffassen, ein Lichtbündel entstehen läßt, das die nahe der Ekliptik vorhandene wahrscheinlich dichtere Meteoritenscheibe unseres Sonnensystems, das Zodiakallicht, irgendwo verläßt, so wird die Austrittsstelle dieses Lichtbündels die Begrenzungsform der Meteoritenscheibe erkennen lassen. Denn der Schweif erscheint um so weniger hell, je weniger Meteoriten sich in dem Bündel konzentrierten Lichts befinden. So läßt sich wohl die Begrenzung des Hauptschweifs des Donatischen Kometen in der Aufnahme von G. P. Bond (5. Okt. 1858) (Fig. 5) deuten, während seine beiden Nebenschweife einem oder zwei Lichtbündeln entsprechen mögen, die in einen meteoritenarmen Raum austreten. Wenn ferner ein fremder Meteoritenhaufe (oder ein ganzer Meteoritenstrom, wie solche in unserem Sonnensystem vorkommen und die periodischen jährlichen Sternschnuppenschwärme hervorbringen) in das konzentrierte Lichtbündel eintritt, so wird er nicht nur hell beleuchtet und für uns sichtbar, sondern er entwickelt nun gleichfalls seine stärkere Gashülle, beleuchtet selber noch weiter entfernte Meteoriten oder Meteoritenhaufen und es entsteht ein ganz unregelmäßig geformter Schweif, wie ihn z. B. der Komet Rordame 1893 (Fig. 6) erkennen ließ. Die Erscheinung dieses Schweifs macht etwa den Eindruck, wie wenn mehrere Kometen längs der Schweifrichtung hintereinander angeordnet wären und gemeinsam die Sonne umkreisten. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Beleuchtung weiter entfernter Meteoriten ist hier nicht unmittelbar die Lichtgeschwindigkeit, sondern sie setzt sich aus dieser, aus der Geschwindigkeit der Entstehung der neuen Gashüllen und unter Umständen aus der Änderung der Anordnung der beleuchteten Meteoritenhaufen zusammen.

Bei manchen Kometen sind periodische Veränderungen wahrnehmbar. Da unsere Meteoritenhaufen, die uns als Kometen erscheinen, im allgemeinen Rotationssysteme sind, müssen wir periodische Veränderungen erwarten. Nach einer Rotationsdauer des zentralen Kernhaufens sind wieder dieselben Meteoriten, die nahezu dasselbe Wärmeaufnahmevermögen und dieselbe Ausstrahlungsfähigkeit bewahrt haben, der Sonne am nächsten, von anderen Meteoriten des Haufens am wenigsten beschattet, und sie werden wiederum eine analoge Gas- und Dampfentwicklung zustande kommen lassen. Weiter abstehende rotierende Ringe haben eine andere Umlaufsdauer; sie ergeben eine andere Periode. Wenn die Annäherung des Meteoritenhaufens an die Sonne sehr groß ist, kann durch die verstärkte Sonnenanziehung sein zentraler Kernhaufen, falls er aus dicht aneinander liegenden Meteoriten besteht, in der Richtung des Sonnenradiusvektors auseinander gezogen, seine Rotation kann dadurch gehemmt und schließlich in ein Pendeln um den Radiusvektor übergeführt werden. Da die Atmosphäre des Kernhaufens diesem folgen und die

1) In dieser Aufnahme divergieren die längsten Schweiflinien von einem außerhalb der Hülle liegenden Brennpunkt aus.

2) Die Figuren befinden sich auf Tafel VIII, IX, X.

Fig. 1.

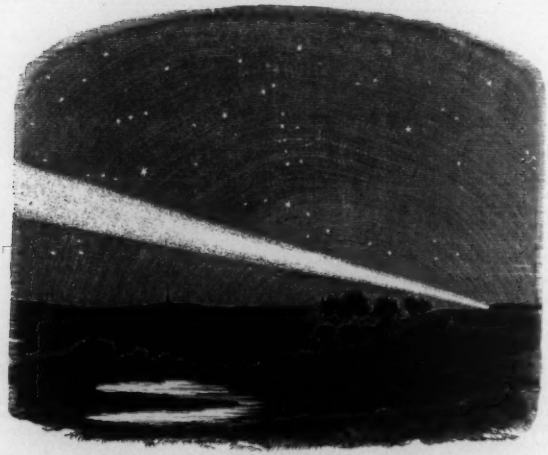


Fig. 2.

Fig. 3.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY

ГІВКУВА
СОТТЕСФЕ
ОВЕЬГІИ

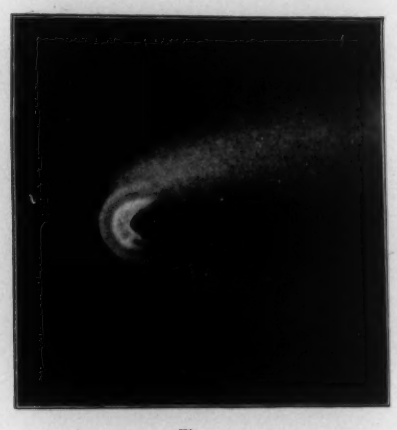


Fig. 4.

Fig 5

OBERLIN COLLEGE LIBRARY

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

Fig. 6.

BERLIN COLLEGE LIBRARY

ГІВНУКА
СОТТЕСЕ
ОВЕВГІИ

Pendelung mitmachen wird, scheint auch der Kometenschweif zu pendeln. Solche Pendelungen des Kopfes und des Schweifes sind z. B. am Halleyschen Kometen beobachtet worden.

Sehr merkwürdig erscheint das beobachtete Ausströmen von leuchtender Materie gegen die Sonne hin. Es ist schon oben erwähnt worden, daß dieses Ausströmen an sich nichts Auffallendes hätte, weil ja die entsprechende Seite des Meteoritenhaufens allein beschienen und somit stark erwärmt wird. Sogar das Umbiegen von gegen die Sonne ausgeströmten Substanzen wäre ohne besondere Abstoßungskraft, die von der Sonne ausgehen soll, verständlich, wenn wir uns nur vorstellen, daß die von der Sonne abgewandte Seite des Meteoritenhaufens nicht beschienen wird, also ihre Wärme nach dem kalten Weltraum ausstrahlt und dadurch so kalt wird, daß sich erwärmte Gase und Dämpfe dort abkühlen, daß sie unter Umständen dort wieder fest werden können. Indessen sind uns wohl Gase und Dämpfe trotz stärkster Beleuchtung auf solche Entfernungen verhältnismäßig wenig sichtbar. Dagegen besteht wohl kaum ein Zweifel, daß noch größere Teilchen in der gegen die Sonne ausströmenden Gas- und Dampfmasse vorhanden sind, feste oder flüssige Teilchen, die sich kondensiert haben, oder die nach dem Auftreten explosionsartig wirkender chemischer Verbindungen in den stark erhitzten Meteoriten von diesen als Bruchstücke fortgeschleudert worden sind, daß diese Teilchen nachher mit den Gasen und Dämpfen an die Stellen geringeren Drucks auf die Rückseiten des Meteoritenhaufens mitgezogen werden. Es ist wahrscheinlich, daß auf viele von diesen Teilchen der Lichtdruck abstoßend wirkt, daß er ihre Bewegung nach der Rückseite des Kometen befördert. Indessen werden sich Tröpfchen von der hierfür nötigen geringen Größe bei dem ungeheuren Gewirre der Teilchen unter den beschriebenen Verhältnissen gewiß nicht lange erhalten können; sie werden bei ihren Zusammenstößen größer und größer und damit wird dann bald der Lichtdruck geringer als die Anziehung der Sonne.

Kommen auf einzelnen Meteoriten durch die Sonnenstrahlung besonders heftige von Lichtausbrüchen begleitete Explosionen auf der Sonnenseite zustande, so wird sich die Lichtwirkung mit Lichtgeschwindigkeit zu den benachbarten Meteoriten fortpflanzen und wir glauben gleichfalls ein Ausströmen von leuchtender Materie in konzentrischen Ringen gegen die Sonne hin wahrzunehmen. Jedem Lichtausbruch entspricht dann ein besonderer konzentrischer Ring, und solche Ringe erstrecken sich so weit, als der Meteoritenhaufe des Kometen reicht, unter Umständen, wenn auch wesentlich schwächer, noch in die die Sonne umgebende Meteoritenscheibe (das Zodiakallicht) hinein. Entsteht eine Explosion und der zugehörige Lichtausbruch auf einem etwas tiefer im zentralen Meteoritenhaufen liegenden, nur teilweise von der Sonne beleuchteten Körper, so ist das ausbrechende Lichtbündel durch die vor jenem befindlichen Meteoriten begrenzt. Es entsteht keine gleichmäßig vom Licht durchflossene Halbkugel, sondern wir glauben nur einen gegen die Sonne gerichteten breiteren oder schmaleren Schweif wahrzunehmen. Aus den oben angegebenen Gründen des Pendelns zentraler Meteoritenhaufen können auch derartige Schweife um die Kernmitte zu pendeln scheinen.

Wenn solche Lichtausbrüche stattfinden, zeigt uns das Spektroskop die hellen Linien oder Banden der bei den chemischen Verbindungen zum Leuchten kommenden Gase, außerdem aber auch ein helleres kontinuierliches Spektrum, sei es, daß dieses von festen oder flüssigen Substanzen, die bei der Explosion glühend geworden sind, sei es, daß es von den durch den Lichtausbruch heller beleuchteten, sonst kalt gebliebenen Meteoriten herrührt. Auch ein Absorptionsspektrum kann entstehen, wenn die Lichtausbrüche durch Gase oder Dämpfe der Meteoritenhüllen hindurch ihren Weg nehmen müssen, um zu uns zu gelangen.

Besteht zum größten Teil der Kern, namentlich aber die Hülle und der Schweif des Kometen aus diskreten Teilchen, nämlich aus beleuchteten Meteoriten, wie es oben angenommen wurde, so können und müssen Sterne durch die Kometen hindurch sichtbar bleiben. Wäre auch ein einzelner solcher, zum Komet gehöriger Meteorit noch so groß, so würde er doch bei seiner überaus großen Geschwindigkeit in seiner Bahn in einem so kleinen Bruchteil einer Sekunde über einen Stern hinwegfliegen, daß unser Auge die Lichtunterbrechung nicht bemerken könnte. Auch Gashüllen machen sich durch Ablenkung eines Sterns nicht bemerkbar. Denn die Ablenkung wäre in allen Fällen viel zu groß, als daß sie uns durch bloße Verschiebung des Sternbilds im Fernrohr noch erkennbar bliebe.

Es ist denkbar, daß nach den hier behandelten Anschauungen außerdem noch gewisse statische elektrische Anziehungen und Abstoßungen wirksam sind, daß ein elektrisches Leuchten durch Gasentladungen vorkommen kann. Die Kometenschweife aber scheinen mir im wesentlichen eine bloße Lichterscheinung zu sein, so daß wir, wenn z. B. die Erde dem-

nächst durch den Halleyschen Kometenschweif hindurchgehen sollte, höchstens einen hellen Schein über die Erde weghuschen sehen können.

Die Entscheidung, ob wir es bei den Kometenschweifen um eine elektrische Abstoßungswirkung (elektrische Theorie), um eine Wirkung des Lichtdrucks (Lichtdrucktheorie), oder um die hier dargelegte rein optische Erscheinung (optische Theorie) zu tun haben, kann vielleicht nach einer genauen Untersuchung der Schweifformen getroffen werden, wenn auch, wie ich weiter oben zeigte, ungemein viele verschiedene Zustände und Vorgänge bestimmend mitwirken werden.

Die elektrische und die Lichtdrucktheorie haben miteinander gemein, daß von der Sonne abstoßende Kräfte ausgehen, die auf Massenteilchen wirken sollen. Bei der elektrischen Theorie könnten diese Teilchen Molekeln oder Atome oder gar Elektronen sein, während bei der Lichtdrucktheorie mindestens Teilchen von der Größenordnung der Lichtwellenlängen, d. h. mindestens 1000mal größere Teilchendurchmesser nötig sind, wenn überhaupt eine Wirkung eintreten soll. Aber auch bei der elektrischen Theorie müssen wir wohl annehmen, daß die Teilchen schon recht groß sind, die uns Licht vom Kometenschweif zusenden. Denn die Molekeln eines so außerordentlich dünnen Gases würden wir trotz hellster Beleuchtung kaum auf solche Entfernungen zu sehen vermögen; noch weniger würden sie uns etwa neben dem Bandenspektrum des Gases noch ein kontinuierliches Spektrum geben können. Auf solche kleinen Teilchen wirken nun also abstoßende Kräfte beschleunigend ein, die ein Vielfaches der Sonnenanziehung sein mögen. Durch jene Wirkung werden die Teilchen schneller und schneller von der Sonne weggetrieben. Die Anfangsgeschwindigkeit dieses Fortfliegens ist Null. Die Endgeschwindigkeit könnte man unter günstigen Verhältnissen aus der Neigung des Schweifendes gegen die Kometenbahn berechnen. Nach der optischen Theorie ist dagegen die Abstoßung von der Sonne nur Schein und die Anfangsgeschwindigkeit der scheinbar in den Schweif fortgeschleuderten Teilchen ist die Lichtgeschwindigkeit, ebenso die Endgeschwindigkeit und die Geschwindigkeit in jedem anderen Zeitpunkt; diese Geschwindigkeit ist eben nach der optischen Theorie konstant. Kennte man nun die Beschleunigung, die auf die Kometenschweifteilchen abstoßend wirken soll, so könnte man ihre Bahnen aus der zu jener Beschleunigung gehörigen Geschwindigkeit und aus der Geschwindigkeit des Kometenkerns in seiner Bahn berechnen; denn die letztere Geschwindigkeit besitzen die Teilchen schon im Augenblick ihres Abschleuderns außer der Geschwindigkeit, die ihnen die abstoßende Kraft beibringt, und die Richtungen dieser beiden Geschwindigkeiten sind gleichfalls gegeben. Aus dem berechneten Ort aller abgeschleuderten Teilchen zu einer bestimmten Zeit, ergäbe sich dann die zugehörige Schweiflinie nach der elektrischen Theorie und nach der Lichtdrucktheorie. Oder umgekehrt: Aus der wirklich beobachteten Schweiflinie kann man rückwärts die Geschwindigkeiten und daraus die Beschleunigungen der abstoßenden Kräfte berechnen. Dieselbe Berechnung und Konstruktion mit der Lichtgeschwindigkeit statt der durch abstoßende Kräfte bedingten Geschwindigkeit ergibt die Schweiflinie, wie sie der optischen Theorie zukommen muß. Diese verschieden berechneten Schweiflinien müssen verschieden verlaufen. Jede einzelne scharf beobachtete Schweiflinie muß sich durch die richtige Theorie erklären und berechnen lassen.

Für eine Prüfung und Entscheidung zwischen den verschiedenen Theorien scheint sich der Verlauf verschiedener Schweife oder doch verschiedener deutlich unterscheidbarer Schweiflinien besonders zu eignen. Es sind nämlich in neuerer Zeit verschiedene Photographien von Kometenschweifen aufgenommen worden, die eine Kontraktion der Schweiflinien hinter dem Kern erkennen lassen, wie wenn eine Brennpunktswirkung vorhanden wäre (vgl. Fig. 1).

Nach der elektrischen Theorie ist die weggeschleuderte Materie stark elektrisch und zwar gleichnamig elektrisch, sonst würde sie ja von der Sonne nicht in gleicher Weise abgestoßen. Ist dies der Fall, so müssen sich auch die verschiedenen Schweiflinien abstoßen, wenn solche wahrnehmbar sind; sie können sich keinesfalls durchdringen, also zuerst anziehen, dann abstoßen. Allerdings finden wir eine solche Durchdringung in der Elektrizität auch, nämlich bei den Kathodenstrahlen. Hier kommt es aber so sehr auf den senkrechten Austritt der Strahlen aus den Elektrodenflächen an, daß wir solche Bedingungen an einem Kometenkern niemals als erfüllt betrachten dürfen. Überdies ist ja bekannt, daß auch zwei Kathodenstrahlen sich gegenseitig abstoßen.

Nach der Lichtdrucktheorie vermögen wir solche Durchdringungen von Schweiflinien ebensowenig zu deuten. Die Teilchen müßten an jeder Stelle von der Sonne in der Richtung des Sonnenradiusvektors abgestoßen werden, also alle gleich, wie auch nach der elektrischen Theorie. Hier würden sich nur die Teilchen nicht auch noch gegenseitig abstoßen wie dort. Aber zu einer Kontraktion verschiedener

Schweiflinien in einen Brennpunkt und zu nachheriger Divergenz würde auch hier nicht der mindeste Grund vorliegen.

Nach der optischen Theorie ist dagegen die Brennpunktsbildung eine selbstverständliche Folgerung. Wo irgendeine mehr oder weniger kugelförmige oder ellipsoidische Gashülle entsteht, wird eine Brennpunktswirkung zustande kommen, und wenn wir eine solche Vereinigung der Schweiflinien in einen Brennpunkt hinter dem Kometenkern und nachherige Divergenz dieser Linien beobachten, wie sie tatsächlich beobachtet worden ist, so scheint mir dies eine vorzügliche Bestätigung der optischen Theorie zu sein.

Berlin-Halensee, Februar 1910.

(Eingegangen 28. Februar 1910.)

PHYSIKALISCHE TECHNIK.

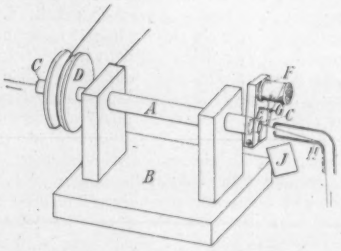
Draht umspinnen.

Von Carl Benedicks.

Man kommt oft im Laboratorium in die Lage, Metalldrähte isolieren zu müssen. Ist der verfügbare Raum nicht allzu klein, so ist ja eine ausgezeichnete Isolierung dadurch zu erhalten, daß man den Draht mit Gummischlauch umgibt. Besonders eignet sich für diesen Zweck sogen. Ventilgummi (schmalster Gummischlauch, sehr mäßiger Preis), wie er für Fahrräder angewandt wird; auch wenn der Draht ganz dünn ist, wie oft Thermoelementdrähte, läßt sich das Überziehen ohne Schwierigkeit bewerkstelligen, wenn man vorher durch den Schlauch etwas Talk hindurchgesogen hat.

Ist dagegen der zur Verfügung stehende Raum ganz unbedeutend — wie z. B., wenn es sich um Druckuntersuchungen handelt — so ist eine derartige Isolierung nicht angängig. Das Ideal wäre vielleicht die Anbringung sogen. Emailisolierung (vgl. Iklé, diese Zeitschr. **10**, 604, 1909), die jedoch aus mehreren Gründen auf Schwierigkeiten stößt. Dagegen besteht keine eigentliche Schwierigkeit — obwohl dies die gewöhnliche Vorstellung sein dürfte — im Laboratorium ein beliebiges Drahtstück mittels der immer noch gewöhnlichsten Isoliermethode: Umspinnen mit Seiden- oder Baumwollfaden zu isolieren.

Verfügt man über eine kleine Drehbank mit durchbohrter Spindel, wie die vorzüglichen, kleinen und billigen Uhrmacherdrehbänke z. B. von Wolf, Jahn & Co., Frankfurt a. M. oder Frankfurter Uhrmacherwerkzeugfabrik Lorch, Schmidt & Co., Frankfurt a. M.-Bockenheim, so ist die erforderliche Vorrichtung leicht nach den im folgenden zu gebenden Angaben herzustellen. Entbehrt man aber eines derartigen nützlichen Werkzeuges — das in jedem physikalischen Laboratorium vorhanden sein sollte —, so ist auch die Selbstverfertigung der erforderlichen Apparate sehr einfach (Figur).



A ist ein Messingrohr (von z. B. 12 mm Außendurchmesser), das in einem einfachen Holzgestell B oder auf andere Weise festgehalten wird. In diesem „festen Lager" A läuft ein etwas längeres Messingrohr CC von kleinerem Durchmesser, das mittels einer an dem einen Ende angebrachten Holzrolle oder dgl. D in Umdrehung versetzt wird. An dem anderen Ende ist die eigentliche Spinnvorrichtung festgeklemmt, die ganz einfach aus einem länglichen Holzstück E besteht, an welchem man die anzuwendende Fadenrolle F (z. B. mit Seide) festgeschraubt hat; zwischen dieser und dem Holzstück befindet sich ein weiches Zeugstück, um durch geeignetes Anziehen der Schraube dem Seidenfaden eine geeignete Spannung geben zu können.

Der Metalldraht, der übersponnen werden soll, wird gestreckt durch das Rohr CC hindurchgeführt; ist der Seidenfaden an dem Metalldraht befestigt worden, und wird D in Umdrehung versetzt, so wird dann die Seide um den Metalldraht herum aufgewickelt werden, und man hat nur diesen mit geeigneter Geschwindigkeit hervorzuziehen. Vervollständigt wird die Vorrichtung durch einen kleinen umgebogenen Eisendraht G, in E befestigt, wie die Figur angibt, durch welchen der Seidenfaden zu laufen hat, und durch eine Glasröhre H (im Durchschnitt gezeichnet; in einer nicht abgebildeten Stativklemmschraube befestigt), deren eines Ende man in der Flamme zu einer engen,

glatten Mündung hat zusammenfließen lassen. Diese Mündung bildet eine nützliche Stütze für den Metalldraht. Bevor der Metalldraht in H eintritt, muß er eine gewisse Spannung (durch ein Gewichtsstück, weiche Federung usw. bewirkt!) haben; nach geschehener Umspinnung wird er auf einer drehbaren Achse aufgewickelt (die Schraube an einer gewöhnlichen Kopierpresse ist z. B. sehr zweckmäßig!).

Besorgt man die Rotation des Spinnapparates mittels eines Fußtrittes und dreht die Aufwicklungsachse mit der einen Hand, so ist die andere für ein event. erforderliches Klarmachen des freien Fadens verfügbar. Die Erhaltung einer richtigen Speisungsgeschwindigkeit, d. h. einer solchen, die ein gleichmäßiges, zusammenhängendes Lager Seide ergibt, wird in hohem Grade dadurch erleichtert, daß man in einem kleinen Spiegel J, der jenseits des Fadens von dem Auge des Operateurs aus aufgestellt ist, eine Flamme oder dgl. so reflektieren läßt, daß sie scharf die Aufwicklungsstelle beleuchtet. Bei weniger greller Beleuchtung ist es schwer, wahrzunehmen, ob die Umspannung gleichmäßig verläuft. Um das „vordere" Ende des Drahtes überspinnen zu können, befestigt man an diesem eine Schnur, die hinreichend lang ist, um bis zur Aufwicklungsachse hinzureichen.

Mit dieser unschwer zu improvisierenden Anordnung, an welcher natürlich kleinere Veränderungen angebracht werden können, kann man nach unbedeutender Übung ziemlich schnell und gleichmäßig beliebige Längen Draht umspinnen.

Upsala, im Januar 1910.

(Eingegangen 14. Februar 1910.)

Von Paraffin-, Vaselin- usw.-Reinigen.

Von Carl Benedicks.

Jeder Physiker weiß, wie schwierig es ist, Gefäße von Paraffin, Vaselin usw. so zu reinigen, daß sie von Wasser wieder ganz gleichmäßig benetzt werden. Theoretisch muß ja warme Chromsäuremischung zum Ziel führen, aber dies geht oft sehr langsam und außerdem läßt sich ja sehr oft diese oxydierende Flüssigkeit (bei Gefäßen aus gewöhnlichem Metall usw.) gar nicht verwenden.

Gute Lösungsmittel für Paraffin, Vaselin sowie für Fette gibt es ja eine Menge, und es muß als recht befremdend bezeichnet werden, daß es trotzdem so schwierig ist, die fraglichen Körper zu entfernen. Dies dürfte erstens daran liegen, daß diese Lösungsmittel gewöhnlich sehr leichtflüchtig sind; hat man z. B. Äther angewandt, so bleibt beim Abgießen, infolge der Leichtflüchtigkeit des Äthers, ein nicht unbeträchtlicher Teil der bereits weggelösten Verunreinigung zurück; es würden ungeheure Mengen ganz reinen Lösungsmittels erforderlich sein, damit nicht, wenn dieses abgegossen wird, Spuren der Verunreinigung zurückbleiben.

Andererseits lösen etwas weniger flüchtige und mit Wasser mischbare Lösungsmittel, wie Äthylalkohol, ja Paraffin usw. sehr leicht in der Wärme, bei der darauf folgenden, schwer zu vermeidenden Abkühlung fällt aber z. B. das Paraffin zu einem beträchtlichen Teil aus, so daß die Reinigung nicht effektiv wird.

Gestützt auf diese kleine Auseinandersetzung ist es leicht, eine einfache und anwendbare Methode anzugeben:

Die Verunreinigung wird schnell und vollständig beseitigt, wenn der betreffende Gegenstand mit kondensierendem Äthylalkohol-usw.-Dampf gewaschen wird.

Hat man z. B. ein Becherglas zu reinigen, in welchem man Paraffinöl gehabt hat, so braucht man nur etwas Äthylalkohol auf den Boden eines ebensolchen Glases zu gießen, dieses auf ein Wasserbad zu stellen und darüber das zu reinigende Becherglas mit dem Boden nach oben zu stülpen: der Alkohol, der an dem oberen Becherglas sich kondensiert, rinnt herunter, indem er die Verunreinigung mitnimmt, während neuer, reiner Alkohol sich kondensiert. Es hat keinen Zweck, den zu reinigenden Becher lange stehen zu lassen, denn wenn er die Temperatur des Dampfes angenommen hat, geschieht ja die Kondensierung nur in unbedeutendem Maße und der Dampf an sich wirkt kaum reinigend. Die Anwendung von Alkohol, z. B. statt Äther, besitzt u. a. den nicht unwesentlichen Vorteil, daß man nach einer kurzen Weile Kondensierung das Gefäß abheben und seine Reinheit direkt durch Einfüllen von Wasser prüfen kann. Näßt dieses noch nicht gleichmäßig, so hat man nur das Wasser abzugießen und, ohne daß ein Trocknen nötig ist, von neuem den Becher umgekehrt über den warmen Alkohol zu stellen, der ebensogut auch mit geringem Wassergehalt wirkt. Soll ein Gefäß mit größtmöglicher Effektivität gereinigt werden, so hat man dem Angeführten gemäß für äußere Abkühlung der Außenwände desselben zu sorgen. Beim Reinigen einer Pipette, Bürette oder dgl. hat man natürlich von oben her Alkoholdampf einzuleiten, der dann unten abfließt.

Diese Methode bietet ja eine gewisse Ähnlichkeit mit der bekannten Methode dar, Gefäße zur Aufbewahrung von reinem Wasser durch Ausblasen mit Wasserdampf zu reinigen, die Wirkungsweise ist aber etwas verschieden.

In diesem letzteren Fall strebt man in erster Linie hohe Temperatur an, damit das Wasser möglichst reichlich die Salze des Glases wegzulösen soll; im ersteren Fall ist vielleicht das Wesentlichste das, daß die Flüssigkeit, die mit der zu reinigenden Fläche in Berührung steht, nicht Gelegenheit erhält dort zu verdunsten. In beiden Fällen macht man sich die Kondensierung nutzbar, indem man durch sie fortwährend eine möglichst reine Waschflüssigkeit erhält.

Die Methode ergibt ein bequemes Mittel z. B. Bruchflächen von Stahl zu reinigen. Bekanntlich ändert die geringste Fettspur sehr stark das Aussehen (Farbe) des Bruches; entfernt wird jedoch eine vorhandene Fettschicht schnell und vollständig, wenn man nur das Bruchstück eine Weile über kochenden Äthylalkohol hält. Manches beschwerliche Entfetten in der Technik (z. B. bei Versilberung usw.) dürfte sich mit Vorteil durch obiges Verfahren ersetzen.

Upsala, im Januar 1910.

(Eingegangen 14. Februar 1910.)

BESPRECHUNGEN.

F. W. Lanchester, Aerodynamik. Ein Gesamtwerk über das Fliegen. Aus dem Englischen übersetzt von C. und A. Runge. I. Band. Mit Anhängen über die Geschwindigkeit und den Impuls von Schallwellen, über die Theorie des Segelfluges usw. gr. 8. XIV u. 360 S. mit 162 Figuren im Text und 1 Tafel. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. Gebunden M. 12.—

In einer Zeit, in der die praktische Aviatik so außergewöhnlich rasche Fortschritte macht, tauchen naturgemäß mehr oder weniger abenteuerliche Projekte sowie Bücher und Schriften über dieses Gebiet in großer Zahl auf, Arbeiten, die nicht selten von der Unkenntnis der Verfasser in den elementarsten Dingen Zeugnis geben. Es ist darum mit Freude zu begrüßen, wenn einmal ein groß angelegtes Werk, wie das vorliegende, die theoretischen und praktischen Grundlagen der Flugtechnik zusammenfaßt, und man muß der Verlagshandlung dafür Dank wissen, daß auch weiteren Kreisen in Deutschland dies Buch durch eine mustergültige Übersetzung nahe gebracht werden konnte.

Der Verfasser hat in origineller Weise die verschiedenen Einzelprobleme der Aerodynamik in ein System zu bringen gesucht und dazu nebst neuen theoretischen Erkenntnissen auch ein großes Zahlenmaterial zusammengebracht. Er beginnt mit der Besprechung des Widerstandes fester Körper in einer Flüssigkeit und weist dabei auf die Unhaltbarkeit des Newtonschen Impulssatzes für die meisten aerodynamischen Probleme hin. Dagegen wird die Stromlinientheorie eingehend besprochen, wobei schon die originelle Art und die hervorragende Beobachtungsgabe des Verfassers an verschiedenen praktischen Beispielen (Fischformen etc.) hervortritt. In einem weiteren Abschnitt: Zähigkeit und Oberflächenreibung wird für die letztere das Allensche Gesetz (Änderung mit der 1,5 Potenz der Geschwindigkeit) zugrunde gelegt auch werden verschiedene Versuche mitgeteilt. Wichtig ist die in den § 55 und 56 durchgeführte Kritik dieses Abschnittes unter steter Heranziehung der Naturbeobachtung. In Kapitel III findet sich ein Abriß der analytischen Theorie der Hydrodynamik, soweit dieselbe für aviatische Zwecke dienlich scheint. „Zyklische" Bewegungen, die in den folgenden Kapiteln wiederholt Anwendung finden, werden dabei besonders hervorgehoben. Originell ist auch hier die Darstellung, die an vielen Stellen streng mathematische Beweise durch einfache physikalische Überlegungen ersetzt. Bemerkenswert ist auch die kritische Erörterung, welche die Helmholtzsche Theorie der Unstetigkeitsflächen samt den Einwänden Lord Kelvins gegen diese findet, wobei Verfasser seinen eigenen (dem Helmholtzschen näheren) Standpunkt scharf präzisiert. Nach diesen als Einleitung zu betrachtenden Abschnitten bildet in den Kapiteln IV bis VIII die ausführliche Behandlung der Tragflächen von Flugzeugen in ihrer Beziehung zu den Luftströmungen und Widerständen den Hauptgegenstand des Werkes: die Besprechung der aerodynamischen Tragkraft (in Kapitel 4) verschiedenartiger Tragflächen wird wesentlich gestützt auf die Lehre von der „peripteralen" Bewegung, die sich aus der Verbindung einer Parallelströmung mit zyklischen Bewegungen im Bereiche der Tragflächen ergibt; Stromlinienbilder erläutern dabei die verschiedenen Beispiele. Kapitel V und VI (enthaltend ausführliche Angaben über den Luftwiderstand ebener Platten) zeichnen sich wiederum durch kritische Schärfe bei dem Vergleich der verschiedenen Versuchsergebnisse aus. Hier sei auch der vom Verfasser eingeführten Hypothese von der konstanten „Reichweite" gedacht, die sich für praktische Berechnungen in der Folge als nützlich erweist, wenn auch die Anpassung derselben an wirkliche Verhältnisse durch eine etwas bedenkliche und wohl auch entbehrliche Beweisführung durchgeführt wird, da die Theorie doch erst praktisch durch experimentell zu findende Berichtigungskoeffizienten brauchbar gemacht wird. Vielleicht hätten auch die verwickelten Strömungs- und Kraftverhältnisse bei gewölbten Platten eine etwas schärfere Fassung finden können; für das weitere Studium, insbesondere der Stabilitätsverhältnisse (im II. Bande) ist eine klare und nicht mißverständliche Darlegung gerade dieser Grundlagen sehr wünschenswert. In einem kurzen Kapitel: „Ökonomie des Fluges" werden sodann Beziehungen abgeleitet zwischen den günstigsten Verhältnissen von Geschwindigkeit, Leistung, Gewicht und Einfallswinkel der Flugzeuge, als deren Schlußergebnis eine vollständige Formel für die Bedingung kleinsten Widerstandes sich ergibt. Das 8. Kapitel enthält Anwendungen davon auf gewölbte Tragflächen hauptsächlich; hier finden wir wiederum ein reiches Zahlenmaterial, das zum großen Teil aus Versuchen des Verfassers stammt und die in den vorhergehenden Kapiteln gebrachten theoretischen Ergebnisse zu stützen geeignet ist. Ein weiterer Abschnitt ist der Theorie der Triebkraft und des Schraubenpropellers gewidmet; die letztere wird in neuartiger Weise auf Grund der Theorie der oben erwähnten „peripteralen" Strömung behandelt und führt dadurch

auf das Gesetz der Druckverteilung und damit direkt auf eine brauchbare Methode zur richtigen Gestaltung der Flügelfläche sowie zur Ermittelung der günstigsten Flügelzahl. Ein vollständig durchgerechnetes Beispiel und eine kurze Besprechung der Schiffsschraube vervollständigen dieses Kapitel, dem noch Angaben über die beim Fluge verausgabte Energie und den Aktionsradius von Flugzeugen unter verschiedenen Verhältnissen beigefügt sind.

Daß die Aerodynamik zur Kontrolle und Ergänzung der Theorie zurzeit noch sehr der Versuche bedarf, hat sich beim Studium des vorliegenden Buches gezeigt. Es ist darum logisch und dankenswert, daß das Schlußkapitel sehr eingehend die experimentelle Aerodynamik, insbesondere die Versuche von Forschern wie Dines, Langley und anderen mit reichem Zahlenmaterial und unter kritischer Beleuchtung der Methoden und Ergebnisse enthält. Daran schließen sich die eigenen Versuche des Verfassers, welche im Hinblick auf die von ihm vorgetragenen Theorien ausgeführt sind und Anregung zu weiteren Untersuchungen bieten. Beigefügt ist ein Anhang, in dem unter anderen bemerkenswerte Anwendungen der Theorien des Verfassers auf wichtige physikalische Erscheinungen ausgeführt sind. Die deutsche Übersetzung enthält dabei auch vorzügliche Momentaufnahmen Prandtls von Versuchen über die Wirbelbewegung.

Die vorstehende kurze Inhaltsangabe genügt wohl, um den Wert des Lanchesterschen Buches, der vielleicht besonders in der Fülle neuer Gedanken und der durch sie gebotenen Anregung liegt, zu kennzeichnen. Es erübrigt noch, mit ein paar Worten auf die deutsche Übersetzung einzugehen, die erfreulicherweise der originellen Schreibart des Verfassers durchaus gerecht wird und somit auch diese persönliche Note des Buches zur Geltung kommen läßt. Von einzelnen nicht ganz passend gewählten Übertragungen technischer Ausdrücke abgesehen (z. B. shaft = Stiel [einer Schraube], statt Welle), haben die Übersetzer im ganzen und besonders bei der Verdeutschung besonderer Lanchesterscher Ausdrücke ein großes Geschick bewiesen, und man kann nur wünschen, daß auch der folgende Band (Aerodonetics) eine ebenso vorzügliche deutsche Bearbeitung finden möge. A. Pröll.

Schoenflies, A., Einführung in die Hauptgesetze der zeichnerischen Darstellungsmethoden. gr. 8. IV u. 92 S. mit 98 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. M. 2.20, gebunden M. 2.60

Obwohl der Verfasser nur die einfachsten Sätze aus der Geometrie und Stereometrie bei dem Leser des vorliegenden Buches voraussetzt, gelingt es ihm doch mit hinreichender Strenge und Gründlichkeit — es werden Sätze wie der Desarguessche und der Pohlkesche Satz nach vorhergehendem Beweise benutzt — auf 92 Seiten die Hauptgesetze der Zentral- und Parallelprojektion, der Darstellung auf zwei Projektionsebenen, der Axonometrie, des scheinbaren Umrisses, der stereographischen Projektion und sogar der Reliefperspektive zu entwickeln. Als Vorzug möchte Referent neben der Reichhaltigkeit an anschaulichen Figuren (98) und zahlreichen zerstreuten praktischen Winken besonders hervorheben, die ausführliche Begründung der für den Unterricht so wichtigen Axonometrie und die geometrische Theorie der Relief- und Theaterperspektive. Daß jedoch der Verfasser nur solche Raumfiguren in Betracht zieht, die sich hinter der Aufrißebene befinden, scheint Referent zu wenig begründet, um von der bisherigen praktischen Gewohnheit abzuweichen, welche übrigens in einigen Figuren, z. B. 43, 44, beibehalten wird. Das Buch, welches fast ohne jede Mühe gelesen werden kann, ist zur raschen Einführung in die Grundlagen der darstellenden Geometrie nicht nur für diejenigen, welche die Lehrbefähigung für angewandte Mathematik erlangen wollen, sondern überhaupt für jeden künftigen Lehrer, der guten Unterricht in der Stereometrie geben will, recht brauchbar. E. Juretzka.

R. Fürstenau, Das Wesen der Elektrizität. Nach den neueren Anschauungen in populärwissenschaftlichen Vorträgen dargestellt. 16. 193 S. mit 34 Abbildungen im Text. Berlin, C. Duncker. 1909. M. 2.—

Überblick über den augenblicklichen Stand der Forschung auf dem Gebiete der Ionen- und Elektronentheorie und der damit zusammenhängenden Erscheinungen. Die kleine Schrift ist, von einigen kleineren Mängeln abgesehen, klar und anregend geschrieben. R. Lucas.

Tagesereignisse.

Die **82. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte** findet vom 18. bis 24. September d. J. in Königsberg i. Pr. statt. Näheres hierüber wird später mitgeteilt. Die provisorische Einladung liegt dieser Nummer bei.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Göttingen Dr. Alfred Haar für Astronomie und Dr. Hermann Wzyl für Mathematik, an der Universität Leipzig Dr. Conrad Schaefer für Chemie, an der Universität Wien Dr. Philipp Frank für Physik.

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Freiburg (Schweiz) Dr. Josef Gyr zum a. o. Professor für analytische Chemie und Nahrungsmittelchemie, Dr. A. Morel zum ord. Professor für anorganische Chemie an der Universität Lyon an Stelle des zurückgetretenen Professor Dr. Paul Cazeneuve, Dr. R. B. Denison vom Hercot-Watt-College in Edinburgh zum ord. Professor für Physik und Chemie in Pietermaritzburg, Dr. Alphonse Mailhe zum Professeur adjoint an der Universität Toulouse, der a. o. Professor an der Universität Freiburg Dr. Albert Gockel zum ord. Professor an derselben Universität unter Beibehaltung des bisherigen Lehrauftrags für Physik und Meteorologie, Dr. Schlesinger von der Universität Chicago zum ord. Professor für Chemie an der Universität Peking.

Berufen: Der Privatdozent der Physik an der Universität Breslau Dr. Clemens Schaefer als ord. Professor für theoretische und angewandte Physik an die Universität La Plata (die Berufung wurde abgelehnt), der a. o. Professor an der Universität Tübingen Dr. Georg Faber als ord. Professor der Mathematik an die Technische Hochschule in Stuttgart (angenommen).

Verliehen: Dem Privatdozent der Chemie an der Universität Berlin Dr. Georg Lockemann der Titel Professor.

Gestorben: Der ord. Professor für Physik an der Universität Upsala und Vorsitzender der Nobel-Kommission für Physik Dr. Knut Joh. Ångström, der Astronom Sigmund Kablin in Budapest.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Have other vols